



**Universidade Nova de Lisboa**  
**Faculdade de Ciências e Tecnologia**  
**Departamento de Física**



---

# **Projecto de um Sistema de Irradiação para uma Fonte de $^{241}\text{Am}$ - $^9\text{Be}$**

---

Por

Cátia Sofia Ribeiro dos Santos

Dissertação apresentada na Faculdade de Ciências e Tecnologia da  
Universidade Nova de Lisboa para obtenção do grau de Mestre em  
Engenharia Biomédica

**Orientador:** Doutor Carlos Oliveira

Investigador Principal

Instituto Tecnológico e Nuclear

Lisboa

2009



# Agradecimentos

O meu sincero agradecimento,

Aos meus pais e ao meu namorado Hugo pelo apoio incondicional e por estarem sempre presentes e me apoiarem nos momentos difíceis. À minha irmã, ao Paulo e ao meu irmão com quem compartilhei todos os momentos importantes da minha vida e pela sua ajuda e apoio.

Ao meu orientador, Dr. Carlos Oliveira, por tudo o que me ensinou ao longo deste semestre, pelas críticas e sugestões.

Ao André Castro pela ajuda durante a realização da componente experimental do projecto. Ao João Cardoso e ao Luís Santos pelos esclarecimentos prestados e por estarem sempre presentes nas nossas apresentações.

À minha amiga D. Manuela Silva por todo o seu apoio e amizade.

Aos meus amigos Patricia Limede, Milton Rodrigues e Rui Costa por tornarem os tempos livres no ITN muito agradáveis, cheios de risadas!

À D. Helena por todo o seu apoio e carinho nesta fase tão importante da minha vida.

Ao meu padrinho António e aos meus amigos José Inácio e Deolinda que apesar de não estarem presentes tenho a certeza que me ajudaram de alguma forma.

Lisboa, 2009

---

## Resumo

---

Os irradiadores de neutrões, equipados com fontes isotópicas de neutrões apresentam dois estados possíveis, fonte radioactiva em posição de irradiação e fonte radioactiva resguardada no contentor da protecção radiológica.

O objectivo do presente trabalho consiste no projecto de um irradiador de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  a ser localizado na sala de irradiação do Laboratório de Metrologia das Radiações Ionizantes (LMRI – ITN), em que o débito de equivalente de dose ambiente,  $\dot{H}^*(10)$ , deverá ser inferior a  $10 \mu\text{Sv/h}$ , ao contacto. Este equipamento deverá integrar um mecanismo electrónico capaz de elevar a fonte para irradiação, e deverá garantir a blindagem da fonte quando esta não está a irradiar. A escolha do material da blindagem baseou-se em estudos utilizando métodos de simulação Monte Carlo das distribuições do fluxo de neutrões rápidos, de neutrões térmicos, de radiação gama primária e de radiação gama secundária para vários tipos de materiais. Quanto à escolha da geometria final, esta foi baseada nos valores do débito de equivalente de dose ambiente obtidos em torno do irradiador considerando diferentes dimensões.

A configuração final do irradiador, devidamente validada, consta de um cilindro de polietileno de 75 cm de diâmetro e 40 cm de altura envolvido por uma manilha de cimento de 6 cm de espessura.

**Palavras - chave:** protecção radiológica, sistema de irradiação, equivalente de dose ambiente, radiações ionizantes, código de Monte Carlo – MCNPX.

---

# Abstract

---

Neutron irradiators equipped with isotopic neutron sources present two possible conditions, radiative source in irradiation position and radiative source within the radiological protection container.

The purpose of this study consists on the projection of an  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  irradiator to be placed inside the irradiation room in the Metrology Laboratory of Ionizing Radiation (LMRI – ITN), in which the level of ambient dose equivalent,  $\dot{H}^*(10)$ , should be smaller than  $10 \mu\text{Sv/h}$ , at the contact. The irradiator must have an electronic device capable of elevating the source for irradiation, and must ensure the shielding of the source when it's not irradiating. The choice of the shielding material was based on studies using Monte Carlo simulation methods of the flux distributions of fast neutrons, thermal neutrons, primary gamma radiation and secondary gamma radiation, for several types of materials. The choice of the final geometry was based on the level values of the ambient dose equivalent obtained outside the irradiators with different dimensions.

The final configuration of the irradiator, properly validated, consists of a polyethylene cylinder with a diameter of 75 cm and 40 cm height, surrounded by a concrete ring with thickness of 6 cm.

**Key – words:** radiological protection, irradiator, ambient dose equivalent, ionizing radiation, Monte Carlo codes – MCNPX;

---

# Simbologia e Notações

---

$\sigma_s$	secção eficaz para a dispersão elástica
$\sigma_i$	secção eficaz para a dispersão inelástica
$\sigma_\gamma$	secção eficaz de captura
$\sigma_f$	secção eficaz para as reacções de cisão
$\sigma_{tot}$	secção eficaz total
$\Sigma$	secção eficaz macroscópica
$A$	número de massa
$u$	letargia
$\xi$	variação média de letargia
$q_m$	razão de moderação
$k$	constante de Boltzmann
$T$	temperatura
$\phi_0(\vec{r})$	fluxo total térmico
$d\sigma_R$	secção eficaz diferencial
$d\Omega$	ângulo sólido
$r_e$	raio clássico do electrão
$h$	constante de Planck
$c$	velocidade da luz
$\nu$	frequência
$m$	massa em repouso
$F(q, Z)$	factor de forma atómica
$E_b$	energia de ligação
$\alpha$	constante de estrutura fina
$E_c$	energia cinética
$\mu$	coeficiente de atenuação linear
ICRP	<i>International Commission on Radiological Protection</i>
ICRU	<i>International Commission for Radiation Units</i>
ISO	<i>International Organization for Standardization</i>
IEC	<i>International Electrotechnical Commission</i>
ITN	Instituto Tecnológico e Nuclear
LMRI	Laboratório de Metrologia das Radiações Ionizantes
kerma	<i>kinetic energy released in material</i>
$K_c$	kerma de colisão
$K_r$	kerma radiativo
$\varepsilon$	energia depositada
$D$	dose absorvida
$H_T$	dose equivalente
$E$	dose efectiva
$H^*(d)$	equivalente de dose ambiente
$H'(d, \Omega)$	equivalente de dose direcciona

$H_p(d)$	equivalente de dose individual
$w_R$	factor de ponderação da radiação
$w_T$	factor de ponderação para o tecido T
RBE	eficácia biológica relativa
$H$	equivalente de dose
$Q$	factor de qualidade da radiação
MCNPX	<i>Monte Carlo Neutron Photon Transport Code</i>
MCNP	<i>Monte Carlo N - Particle</i>
MCNP4C	MCNP versão 4.0
DCS	secções eficazes diferenciais
PDF	função de distribuição de probabilidades
$\lambda$	livre percurso médio
LAHET	<i>Los Alamos High – Energy Transport</i>
DE	<i>Dose Energy</i>
DF	<i>Dose Function</i>
PVC	<i>polyvinylchloride</i>

---

# Índice de Matérias

---

AGRADECIMENTOS.....	IVII
RESUMO .....	IV
ABSTRACT.....	V
SIMBOLOGIA E NOTAÇÕES.....	VI
ÍNDICE DE FIGURAS.....	X
ÍNDICE DE QUADROS.....	XIII
INTRODUÇÃO.....	1
<b>CAPÍTULO II - INTERACÇÃO DA RADIAÇÃO COM A MATÉRIA .....</b>	<b>3</b>
II.1    INTERACÇÃO DOS NEUTRÕES COM A MATÉRIA .....	3
II.1.1    Introdução.....	3
II.1.2    Processos de Interacção dos neutrões com a matéria.....	4
II.1.3    Secções eficazes das reacções neutrónicas.....	5
II.1.4    Moderação e termalização dos neutrões .....	6
II.2    INTERACÇÃO DA RADIAÇÃO GAMA COM A MATÉRIA .....	9
II.2.1    Introdução.....	9
II.2.2    Processos de interacção dos fótons com matéria .....	9
II.2.3    Atenuação de um feixe de fótons .....	12
II.2.4    Coeficientes de Interacção.....	12
<b>CAPÍTULO III - DOSIMETRIA .....</b>	<b>14</b>
III.1    INTRODUÇÃO .....	14
III.2    GRANDEZAS DOSIMÉTRICAS NA PROTECÇÃO RADIOLÓGICA .....	15
III.2.1    Grandezas básicas .....	15
III.2.2    Grandezas da protecção radiológica.....	18
III.3    AVALIAÇÃO DAS EXPOSIÇÕES.....	22
III.4    PRINCÍPIOS BÁSICOS DA PROTECÇÃO RADIOLÓGICA .....	23
III.4.1    Tipos de situações de exposição .....	24
III.4.2    Os princípios da protecção radiológica .....	24
III.4.3    Limites de dose.....	25
<b>CAPÍTULO IV – MEIOS UTILIZADOS NO DESENVOLVIMENTO DO SISTEMA DE IRRADIAÇÃO.....</b>	<b>27</b>
IV.1    INTRODUÇÃO .....	27
IV.2    EQUIPAMENTO EXPERIMENTAL.....	27
IV.2.1    Fonte de $^{241}\text{Am}$ - $^9\text{Be}$ .....	27
IV.2.2    Protecção contra a radiação .....	28
IV.2.3    Equipamentos electrónicos utilizados.....	29
IV.2.4    Materiais utilizados na protecção radiológica da fonte.....	31
IV.3    MÉTODOS DE SIMULAÇÃO MONTE CARLO.....	33
IV.3.1    Introdução.....	33
IV.3.2    Transporte de neutrões e de fótons .....	34
IV.3.3    O Código MCNPX .....	35
IV.3.4    Estrutura do programa .....	35



IV.3.5 Tallies .....	36
<b>CAPÍTULO V- VALIDAÇÃO DA METODOLOGIA DA SIMULAÇÃO .....</b>	<b>38</b>
V.1 INTRODUÇÃO .....	38
V.2 ESTUDO SIMPLES DA FONTE DE $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ NO AR .....	38
V.2.1 Estudo de simulação .....	38
V.2.2 Resultados Experimentais .....	41
V.2.3 Comparação entre os resultados da simulação e os resultados experimentais ...	42
V.3 ESTUDO DA FONTE DE $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ ENCERRADA NUM BLOCO DE PARAFINA .....	43
<b>CAPÍTULO VI – ESTUDO DA DISTRIBUIÇÃO DOS FLUXOS DE NEUTROES E DE FOTONES NA BLINDAGEM DO SISTEMA DE IRRADIAÇÃO .....</b>	<b>45</b>
VI.1 INTRODUÇÃO .....	45
VI.2 GEOMETRIA DA SIMULAÇÃO .....	45
VI.3 ESTUDO DE MATERIAIS COM ELEVADA PERCENTAGEM DE HIDROGÉNIO: ÁGUA, PARAFINA E POLIETILENO.....	46
VI.3.1 Distribuição do fluxo de neutrões térmicos.....	46
VI.3.2 Distribuição do fluxo de neutrões epitérmicos e rápidos.....	50
VI.3.3 Distribuição do fluxo de radiação gama primária e radiação gama secundária	51
VI.4 ESTUDO DE MATERIAIS COM ELEVADA SECÇÃO EFICAZ DE ABSORÇÃO: PARAFINA COM BORO (5%) E POLIETILENO COM CÁDMIO. ....	55
VI.4.1 Distribuição do fluxo de neutrões térmicos.....	55
VI.4.2 Distribuição do fluxo de neutrões epitérmicos e rápidos.....	58
VI.4.3 Distribuição do fluxo de radiação gama primária e radiação gama secundária	59
VI.5 DISCUSSÃO – ESCOLHA DO MATERIAL DA BLINDAGEM .....	62
<b>CAPÍTULO VII – OPTIMIZAÇÃO DAS DIMENSÕES DO SISTEMA DE IRRADIAÇÃO.....</b>	<b>64</b>
VII.1 INTRODUÇÃO .....	64
VII.2 VARIAÇÃO DO RAIO .....	65
VII.2.1 Valores de débito de equivalente de dose ambiente .....	65
VII.3 OPTIMIZAÇÃO DO SISTEMA DE IRRADIAÇÃO.....	68
VII.4 VARIAÇÃO DA ALTURA .....	69
VII.4.1 Valores de débito de equivalente de dose ambiente .....	69
VII.5 GEOMETRIA FINAL DO SISTEMA DE IRRADIAÇÃO .....	72
VII.5.1 Introdução .....	72
VII.5.2 Protótipo do sistema de irradiação.....	73
VII.5.3 Valores de débito de equivalente de dose ambiente.....	73
VII.5.4 Simulação da fonte em posição de irradiação .....	74
VII.6 ESCOLHA DA POSIÇÃO DO IRRADIADOR .....	75
<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS.....</b>	<b>80</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>82</b>
<b>ANEXOS .....</b>	<b>85</b>

---

## Índice de Figuras

---

Figura 2.1) Secção eficaz total e secção eficaz de captura radiativa para o  $^1\text{H}$  e para o  $^{10}\text{B}$ . [JANIS]

Figura 2.2) Predominância dos mecanismos de interacção da radiação com a matéria, de acordo com o número atómico do meio material e com a energia dos fotões incidentes. A vermelho estão assinaladas a gama de energias da radiação gama emitida pela fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  e o número atómico dos materiais estudados. Como se pode ver, nestas condições há predominância do efeito de Compton.

Figura 2.3) Coeficiente mássico de atenuação total e contribuição dos diferentes processos de interacção para a água. Os dados foram retirados da biblioteca XCOM. [Hub99]

Figura 3.1) Etapas da transferência de energia do fotão para o meio material: No ponto P o fotão interage com os electrões do meio dando origem à libertação de fotões secundários ( $h\nu'$ ) e electrões em movimento que, por sua vez, ao interagirem, vão perder energia ao longo do seu trajecto entre P e P'. A energia transferida por unidade de massa, em P, denomina-se kerma.

Figura 3.2) Factor de ponderação da radiação,  $w_R$ , para neutrões versus a energia dos neutrões. É representada a função por degraus e a função contínua dadas na Publicação 60 (ICRP, 1991b) e a função adoptada nas recomendações de 2007.

Figura 4.1) Esquema da cápsula da fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  utilizada. [AEASources]

Figura 4.2) Espectro de neutrões da fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ . [Oli95]

Figura 4.3) Espectro de fotões da fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ . [Oli95]

Figura 4.4) Victoreen 190N. [VIC05 – 190]

Figura 4.5) Victoreen 451P. [VIC05 – 451]

Figura 4.6) Babyline 31N. [Babyline]

Figura 5.1) Vista de frente da geometria utilizada para simular a fonte.

Figura 5.2) Vista de topo da geometria utilizada para simular a fonte.

Figura 5.3) Variação do débito de equivalente de dose ambiente devido à radiação neutrónica, em função da distância à fonte.

Figura 5.4) Variação do débito de dose absorvida devido à radiação gama, em função da distância à fonte.

Figura 5.5) Variação do débito de equivalente de dose ambiente devido à radiação neutrónica, em função da distância à fonte.

Figura 5.6) Variação do débito de dose absorvida devido à radiação gama, em função da distância à fonte.

Figura 5.7) Variação do débito de equivalente de dose ambiente devido à radiação neutrónica, em função da distância à fonte.

Figura 5.8) Variação do débito de dose absorvida devido à radiação gama, em função da distância à fonte.

Figura 5.9) Esquematização da fonte encerrada no interior do contentor de parafina. Geometria utilizada na simulação. Medidas em mm.

Figura 6.1) Geometria da fonte encerrada no interior de um cilindro preenchido com vários tipos de materiais.

Figura 6.2) Distribuição do fluxo térmico de neutrões para as superfícies a 2,5, 3,5, 5,5, 15,50 e 35 cm da fonte, no caso do polietileno de alta densidade.

Figura 6.3) Distribuição do fluxo térmico de neutrões para as superfícies a 2,5, 3,5, 5,5, 15,5 e 35 cm da fonte, no caso da parafina.

Figura 6.4) Distribuição do fluxo térmico de neutrões para as superfícies a 2,5, 3,5, 5,5, 15,5 e 35 cm da fonte, no caso da água.

Figura 6.5) Distribuição do fluxo total de neutrões térmicos em função da distância à fonte.

Figura 6.6) Distribuição do fluxo total de neutrões epitérmicos em função da distância à fonte.

Figura 6.7) Distribuição do fluxo total de neutrões rápidos em função da distância à fonte. As linhas representam o valor do fluxo multiplicado pelo valor da distância ao quadrado.

Figura 6.8) Fluxo de radiação gama primária em função da distância.

Figura 6.9) Distribuição do fluxo de radiação gama secundária em função da energia do fóton incidente para: a) Polietileno; b) Parafina; c) Água.

Figura 6.10) Fluxo de radiação gama secundária em função da distância.

Figura 6.11) Fluxo de radiação gama total em função da distância.

Figura 6.12) Distribuição do fluxo térmico de neutrões para várias distâncias em relação à fonte, quando esta está envolvida com polietileno e cádmio.

Figura 6.13) Distribuição do fluxo térmico de neutrões na mistura parafina + boro, a várias distâncias da fonte.

Figura 6.14) Distribuição do fluxo total de neutrões térmicos em função da distância à fonte para a blindagem de polietileno + cádmio.

Figura 6.15) Distribuição do fluxo total de neutrões térmicos em função da distância à fonte para a blindagem de parafina + boro.

Figura 6.16) Distribuição do fluxo total de neutrões epitérmicos em função da distância à fonte.

Figura 6.17) Distribuição do fluxo total de neutrões rápidos em função da distância à fonte.

Figura 6.18) Fluxo de radiação gama primária em função da distância.

Figura 6.19) Espectro de energia da radiação gama secundária para: a) Parafina + boro; b) Polietileno + cádmio.

Figura 6.20) Fluxo total de radiação gama secundária em função da distância.

Figura 6.21) Fluxo de radiação gama total em função da distância.

Figura 7.1) Configuração geométrica utilizada na simulação.

Figura 7.2) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  totais para as superfícies 1 e 2 e para o anel para os vários raios considerados.

Figura 7.3) a) Configuração geométrica utilizada na simulação. b) Tampa de polietileno.

Figura 7.4) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  na parte superior do sistema de irradiação.

Figura 7.5) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  na parte superior do sistema de irradiação, após introdução de uma tampa de cimento e duas tampas de polietileno..

Figura 7.6) Corte transversal do sistema de irradiação. As medidas são dadas em mm.

Figura 7.7) Mapeamento do equivalente de dose ambiente na sala de irradiação devido aos neutrões.

Figura 7.8) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  ao longo da superfície do irradiador.

Figura 7.9) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  ao longo da superfície do irradiador.

Figura 7.10) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  ao longo da superfície do irradiador quando este é apoiado no chão (linha verde), quando é colocado num suporte a 10 cm de altura (linha vermelha) e quando não está apoiado (linha azul).

Figura 7.11) Mapeamento do fluxo de neutrões.

Figura 7.12) Mapeamento do fluxo de radiação gama secundária.

Figura 7.13) Mapeamento do fluxo de radiação gama primária.

---

# Índice de Quadros

---

Tabela 2.1) Classificação dos neutrões de acordo com a sua energia cinética. [Jeff05]

Tabela 2.2) Valores de  $\xi$  para moderadores vulgarmente utilizados.

Tabela 3.1) Factores de Ponderação da Radiação.

Tabela 3.2) Factores de ponderação para órgãos e tecidos,  $w_T$ . [ICRP103]

Tabela 3.3) Limites de dose recomendados em situações de exposição planeada.

Tabela 4.1) Valores de densidade e composição de vários materiais da protecção radiológica. Todos estes valores foram retirados do Nist (National Institute of Standards and technology), com algumas excepções: 1 Valor dado pelo fornecedor; 2 Valor calculado de acordo com os dados do fornecedor [Far08]. 3 Densidade do cimento do chão do LMRI. Por falta de dados, adoptou-se um valor ligeiramente superior ao estabelecido pelo NIST. Para áreas controladas o cimento aplicado apresenta muitas vezes uma densidade mais elevada por uma questão de blindagem. Uma densidade superior contribui para uma maior reflexão das partículas. Assim, mesmo que o valor adoptado seja superior ao real, os dados experimentais serão sempre inferiores aos resultados da simulação. Logo do ponto de vista da protecção radiológica esta aproximação é viável.

Tabela 4.2) Tallies disponíveis no programa MCNPX.

Tabela 5.1) Valores de débito de equivalente de dose ambiente e de débito de dose absorvida, para a radiação neutrónica e para a radiação gama, respectivamente, para várias distâncias à fonte.

Tabela 5.2) Valores de débito de equivalente de dose ambiente e de débito de dose absorvida, para a radiação neutrónica e para a radiação gama, respectivamente, para várias distâncias à fonte.

Tabela 5.3) Valores de  $\dot{D}$  e de  $\dot{H}^*(10)$  experimentais e de simulação para a radiação gama e para os neutrões.

Tabela 7.1) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  na superfície antes do cádmio para cilindros de polietileno com diferentes raios.

Tabela 7.2) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  na superfície após o cádmio para cilindros de polietileno com diferentes raios.

Tabela 7.3) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  no anel para cilindros de polietileno com diferentes raios.

Tabela 7.4) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  para diferentes alturas do irradiador.

Tabela 7.5) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  para as superfícies 1 e 2 e para os volumes 1 e 2.



---

## Introdução

---

Um sistema que gera neutrões é um dispositivo com importância crescente uma vez que estas partículas têm uma utilização muito variada, nomeadamente na análise de materiais e na medicina. Existem actualmente quatro tipos de fontes de neutrões, os geradores de neutrões, os reactores nucleares, as fontes de espalação e as fontes isotópicas.

Nos tubos geradores de neutrões a produção de neutrões é devida a reacções de colisão de feixes de iões deutério (ou mistura de iões deutério com iões trítio) com um alvo tritiado (ou com um alvo deuterado e tritiado). Nos reactores nucleares a produção de neutrões deve-se a reacções de fusão (fusão dos núcleos de dois átomos leves com formação de elementos mais pesados) e de cisão (desintegração de um átomo de um elemento pesado). Nas fontes de espalação, protões com energias muito elevadas colidem com um alvo de um metal pesado, provocando excitação do núcleo alvo cuja desexcitação é acompanhada pela emissão de neutrões. As fontes isotópicas podem ser divididas em dois grupos, as fontes de cisão espontânea e as fontes ( $\alpha$ , n). As fontes de cisão espontânea podem ser encontradas na região de elementos transurânicos onde a instabilidade do decaimento  $\alpha$  compete com a cisão espontânea. As fontes ( $\alpha$ , n) são constituídas por uma mistura de emissores alfa e de um material alvo, geralmente um isótopo com elevada secção eficaz para a produção de neutrões (berílio, por exemplo).

A fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ , objecto de estudo do presente projecto, é um tipo particular de fontes ( $\alpha$ , n), emitindo neutrões e fótons com uma gama alargada de energias (desde alguns keV até alguns MeV), providenciando os campos de neutrões mais frequentemente utilizados na calibração e verificações metrológicas de alguns equipamentos [Leb07]. Este trabalho é normalmente realizado em laboratórios de metrologia onde é fundamental o controlo radiológico das fontes de radiação para a segurança dos trabalhadores. Como tal, todas as fontes isotópicas deverão estar encerradas em protecções radiológicas adequadas, como por exemplo os sistemas de irradiação. Estas acções de segurança deverão respeitar as normas internacionais e nacionais de protecção contra a radiação, segundo as quais a dose recebida por um indivíduo não deverá exceder os limites recomendados, que variam consoante o tipo de exposição (ocupacional ou público). No caso da exposição ocupacional, o limite de dose efectiva é de 20 mSv num ano.

O objectivo do presente trabalho é o projecto de um sistema de irradiação para uma fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  de 37 GBq (1 Ci) a localizar no Laboratório de Metrologia das Radiações Ionizantes - LMRI (ITN). O sistema de irradiação deverá garantir a protecção radiológica da fonte por forma que a dose ao contacto esteja de acordo com os limites de dose impostos pela ICRP e pela legislação portuguesa para trabalhadores ocupacionais. O sistema de irradiação deverá ainda integrar um mecanismo electrónico que permita a elevação da fonte até uma posição adequada para irradiação.

A apresentação da tese está organizada em 8 capítulos. A esta introdução segue-se o capítulo II onde se apresentam os processos de interacção dos neutrões e dos fótons com a matéria. A importância destes conceitos está relacionada com a compreensão dos processos físicos envolvidos na interacção das partículas com os materiais que compõem o sistema de irradiação.

No capítulo III referem-se alguns conceitos de dosimetria e dos sistemas de protecção radiológica, enfatizando-se as grandezas utilizadas ao longo do projecto.

No capítulo IV descrevem-se os métodos e os meios utilizados no desenvolvimento do sistema de irradiação, com referência aos métodos de simulação Monte Carlo, ferramenta utilizada no estudo de simulação do irradiador.

No capítulo V comparam-se resultados de simulação e resultados experimentais para a validação dos resultados obtidos por simulação para o protótipo final do irradiador.

No capítulo VI apresentam-se os resultados de simulação das distribuições do fluxo de partículas em vários tipos de materiais moderadores: água, parafina, polietileno, parafina com boro e polietileno com cádmio. Estes resultados incidem sobre a física associada à passagem das partículas em diferentes materiais e permitem escolher, entre os materiais apresentados, o material mais eficiente para preencher os requisitos de protecção radiológica do sistema de irradiação.

No capítulo VII efectua-se um estudo das dimensões do sistema de irradiação, baseado em valores de equivalente de dose ambiente. Com base nos resultados alcançados faz-se uma descrição detalhada do sistema de irradiação desenvolvido. São também apresentados os resultados da influência da posição do sistema de irradiação para a dose final.

Destacam-se por fim as considerações finais que incluem uma discussão geral dos resultados obtidos no projecto.



---

## CAPÍTULO II

---

### Interação da Radiação com a Matéria

A fonte de  $^{241}\text{Am}$  –  $^9\text{Be}$  emite fótons e neutrões numa vasta gama de energias. O conhecimento dos fenómenos físicos associados à passagem destas partículas na matéria é fundamental para a escolha dos materiais que vão constituir a protecção radiológica da fonte. Neste sentido serão descritos ao longo deste capítulo os vários processos de interacção dos neutrões e dos fótons com a matéria.

#### II.1 Interação dos neutrões com a matéria

##### II.1.1 Introdução

O neutrão é um dos constituintes do núcleo atómico, em conjunto com o protão. Esta partícula não tem carga e apresenta uma massa em repouso ligeiramente superior à do protão. Estas características fazem com que o neutrão não seja afectado pelos potenciais de Coulomb, mas apenas pelo complexo potencial nuclear produzido por todos os nucleões do núcleo alvo. Deste modo, neutrões de energias muito baixas (na ordem dos eV ou menos) podem penetrar no núcleo e iniciar uma cadeia de reacções nucleares. Percebe-se assim que a probabilidade de ocorrência de interacções nucleares é mais elevada para os neutrões do que para as partículas carregadas.

A primeira observação experimental dos neutrões ocorreu em 1930, quando *Bothe* e *Becker* bombardeavam Berílio com partículas alfa provenientes de decaimento radioactivo, e obtiveram um tipo de radiação muito penetrante, mas não ionizante, que na altura assumiram como radiação gama de energia muito elevada. Mais tarde, *Chadwick* apresentou a correcta explicação para os fenómenos verificados, classificando a radiação desconhecida como um conjunto de partículas sem carga e, consequentemente, penetrante e não ionizante, com uma massa quase igual à do protão.

### II.1.2 Processos de Interação dos neutrões com a matéria

As interações dos neutrões são fortemente influenciadas pela sua energia e pela massa do núcleo alvo. A tabela seguinte faz uma classificação dos neutrões consoante a sua energia cinética:

<b>Lentos (frios)</b>	0 – 25 meV
<b>Térmicos</b>	25 meV – 0,5 eV
<b>Epitérmicos</b>	0,5 eV – 0,5 MeV
<b>Rápidos</b>	0,5 MeV – 10 MeV

Tabela 2.1) Classificação dos neutrões de acordo com a sua energia cinética. [Jeff05]

Os vários tipos possíveis de interação neutrão – núcleo são:

- **Dispersão elástica**,  $(n, n)$  - Emissão de um neutrão com energia aproximadamente igual à energia do neutrão incidente. O núcleo alvo original fica no mesmo estado em que estava antes da colisão, sendo a energia cinética total das duas partículas que participam na colisão, conservada.
- **Dispersão inelástica**,  $(n, n'\gamma)$  - Emissão de um neutrão com energia cinética inferior à do neutrão incidente. Neste caso, parte da energia cinética é cedida ao núcleo sob a forma de energia de excitação. Após a colisão, o núcleo excitado regressa ao estado fundamental sendo este processo acompanhado pela emissão de um ou mais fotões gama ou X ou outra forma de emissão não radiativa. Ocorre geralmente para energias na ordem de 1 MeV ou mais.
- **Captura (ou absorção) radiativa**,  $(n, \gamma)$  - Emissão de um ou vários fotões  $\gamma$ . Caso a energia de excitação não seja totalmente removida pela emissão da radiação  $\gamma$ , o núcleo composto fica ainda num estado instável decaindo frequentemente por emissão  $\beta^-$ , seguida de emissão de radiação gama. Em geral, a probabilidade de ocorrência de captura neutrónica é directamente proporcional a  $\approx 1/v$ , onde  $v$  é a velocidade do neutrão. Consequentemente, este tipo de interação é mais provável a baixas energias.
- **Emissão de partículas  $\alpha$ , p ou d** - Quando a energia cinética do neutrão é suficientemente elevada podem ocorrer reacções do tipo  $(n, p)$ ,  $(n, d)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, 2n)$ .
- **Reacções de cisão**,  $(n, f)$  – Corresponde à fragmentação de núcleos alvo com elevado número atómico, sendo mais prováveis para energias térmicas.

### II.1.3 Secções eficazes das reacções neutrónicas

A probabilidade de cada uma destas interacções ocorrer é dada pela **secção eficaz**. As secções eficazes dos neutrões são definidas separadamente para cada tipo de reacção e isótopo. Para as reacções anteriormente discutidas tem-se:  $\sigma_s$ , secção eficaz para a dispersão elástica;  $\sigma_i$ , secção eficaz para a dispersão inelástica;  $\sigma_\gamma$ , secção eficaz de captura;  $\sigma_f$ , secção eficaz para as reacções de cisão (*fission*). A secção eficaz total, que define a probabilidade de qualquer uma das interacções ocorrer é igual ao somatório de todas as secções eficazes:

$$\sigma_{tot} = \sigma_s + \sigma_i + \sigma_\gamma + \sigma_f$$

As secções eficazes são fortemente dependentes da energia do neutrão e também de algumas características do núcleo alvo tais como a massa e o número atómico.

O gráfico da figura que se segue ilustra a secção eficaz total e a secção eficaz de captura radiativa para alguns elementos utilizados neste projecto, dado a sua elevada secção eficaz de absorção:

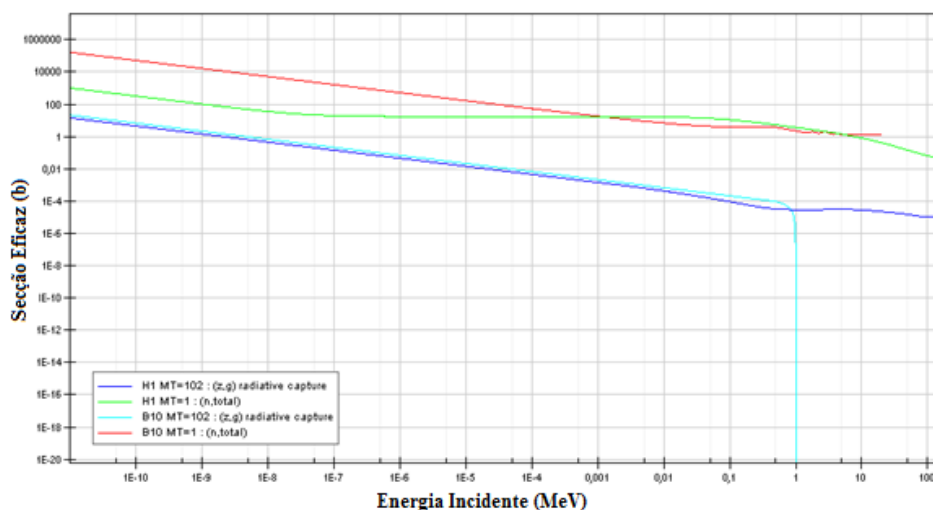


Figura 2.1) Secção eficaz total e secção eficaz da captura radiativa para o  $^1\text{H}$  e para o  $^{10}\text{B}$ . [JANIS]

A secção eficaz  $\sigma$  é denominada secção eficaz microscópica. Outra forma de secção eficaz, frequentemente utilizada é a secção eficaz macroscópica,  $\Sigma$  ( $\text{m}^{-1}$ ), que é definida da seguinte forma:

$$\sum_i (\text{m}^{-1}) = N \left( \frac{\text{núcleos}}{\text{m}^3} \right) \sigma_i (\text{m}^2)$$

A secção eficaz macroscópica corresponde pois à probabilidade de uma interacção do tipo  $i$  ocorrer, por unidade de distância percorrida pelo neutrão que se move num meio constituído por  $N$  núcleos /  $\text{m}^3$ .

### II.1.3 Moderação e termalização dos neutrões

Os neutrões emitidos pela fonte de  $^{241}\text{Am} - \text{Be}$  são neutrões rápidos para os quais as secções eficazes de captura têm valores pequenos. A reacção principal para estas energias é a dispersão potencial elástica. A energia do neutrão é transferida gradualmente para o meio através de colisões neutrão – núcleo, tendendo os neutrões a ficar em equilíbrio termodinâmico com os núcleos dos átomos desse meio. Os processos de transferência de energia em que o neutrão está envolvido denominam-se moderação nas regiões epitérmica e rápida e termalização na região térmica. Assim, neutrões com uma energia inicial na ordem dos MeV irão participar em muitos processos de dispersão até as suas energias serem reduzidas até aos eV, onde há grande probabilidade de absorção ressonante ou não ressonante. À medida que os neutrões são moderados a absorção torna-se mais provável, visto que a secção eficaz cresce com o aumento de  $v^{-1}$  (figura 2.1). Assim, a intensidade de um feixe de neutrões,  $I$ , decresce com o aumento da espessura do meio de acordo com a expressão exponencial:

$$I = I_0 e^{-\sigma_{tot} n x}$$

onde  $I_0$  é a intensidade do feixe incidente,  $x$  é a espessura do material atravessado,  $n$  é o número de átomos por unidade de volume do material e  $\sigma_{tot}$  é a secção eficaz total (incluindo processos de dispersão, que tendem a afastar os neutrões do feixe).

Esta expressão diz respeito apenas a neutrões monoenergéticos e mostra a forma como a intensidade de neutrões com uma determinada energia decresce. Simultaneamente podem ser criados neutrões de baixa energia (por dispersão, por exemplo), que podem apresentar uma secção eficaz diferente, no entanto este efeito não é contabilizado na equação anterior. Consequentemente, não será correcto utilizar essa expressão para calcular o decréscimo no número total de neutrões, apenas a variação de intensidade daqueles com uma dada energia inicial. Considere-se uma colisão elástica entre um neutrão com uma energia inicial  $E$  e velocidade  $v$ , com um átomo alvo de massa  $A$  inicialmente em repouso. A aplicação elementar das leis da conservação da energia e do momento linear dá a razão entre a energia final do neutrão  $E'$  e a energia inicial:

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2}$$

onde  $\theta$  é o ângulo de dispersão no sistema centro de massa. Analisando a equação anterior, é fácil perceber que a energia do neutrão disperso está limitada estando entre a gama de valores,  $\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E_0 < E < E_0$ , onde os limites correspondem à dispersão em  $\cos \theta_{cm} = \pm 1$ .

No caso particular da dispersão em prótons,  $A=1$ ,  $0 < E < E_0$ . Como tal o abrandamento dos neutrões é mais eficaz quando são utilizados prótons ou núcleos leves. Isto explica o uso de materiais hidrogenosos tais como a água e a parafina como elementos moderadores de neutrões e blindagem.

Um bom moderador pode também ser definido com recurso à perda média de energia. É útil definir a energia  $E$  de um neutrão pela letargia,  $u$ :

$$u = \ln E_0 - \ln E = \ln \frac{E_0}{E}$$

sendo  $E_0$  uma energia arbitrária de referência do neutrão e  $E$  a energia do neutrão.

A variação média de letargia,  $\xi$ , após uma dispersão é uma constante, independente da energia inicial. Para um neutrão abrandar e passar de uma energia  $E_0$  para uma energia  $E'$ , é necessária uma variação de letargia total de  $\ln(E_0/E')$ . Atendendo a que a variação média de letargia por colisão é  $\xi$ , o número médio de colisões  $n$  necessários para esta mudança será então dado por,  $n = \frac{u}{\xi} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E}$ . [Leo87]

Núcleo	$\xi$	n (para termalização)
$^1\text{H}$	1,00	18
$^2\text{H}$	0,725	25
$^4\text{He}$	0,425	43
$^{12}\text{C}$	0,158	120

Tabela 2.2) Valores de  $\xi$  para moderadores vulgarmente utilizados.

A tabela 2.2 mostra os valores de  $\xi$  para alguns moderadores vulgarmente utilizados. São também apresentados os números de colisões necessários quando se pretende reduzir a energia média dos neutrões a partir da energia que é típica dos neutrões emitidos por cisão ( $\approx 2$  MeV) para energias características da região térmica ( $E_n \sim 0.025$  eV). Como se pode constatar o hidrogénio é o elemento que apresenta maior variação de  $\xi$ , sendo necessários 18 choques para que um neutrão rápido de 2 MeV seja moderado até à zona térmica do espectro. Por comparação, no caso do carbono o mesmo efeito é conseguido ao fim de 120 choques.

Uma descrição mais aproximada da moderação é obtida quando além de  $\xi$  também é contabilizada a secção eficaz de dispersão. Assim, define-se poder de moderação, para um dado nuclido, como o produto da secção eficaz macroscópica de dispersão ( $\Sigma_s$ ), pelo valor médio da variação de letargia ( $\xi$ ):  $\xi \Sigma_s = N \xi \sigma_s$ . Deste modo, é fácil deduzir que um material moderador faz baixar tanto mais a energia dos neutrões quando maior for o valor de  $\xi$  e o número de colisões. Para além disto, um bom moderador deverá apresentar uma secção eficaz de captura pequena,  $\Sigma_a$ . Define-se ainda uma outra expressão utilizada na caracterização de

um bom moderador e que tem em conta este parâmetro – a razão de moderação,  $q_m = \frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma_a}$ . Esta grandeza é calculada considerando a secção eficaz de captura média para neutrões térmicos à temperatura ambiente. O hidrogénio é dos elementos que compõem a maioria dos materiais utilizados em blindagem (água e parafina, por exemplo), aquele que apresenta maior poder de moderação e razão de moderação. [Oli95]

No caso das expressões apresentadas ao longo deste capítulo, assume-se que os núcleos com os quais os neutrões interagem estão em repouso. Esta é sem dúvida uma boa aproximação no caso de neutrões com energias elevadas (na ordem dos MeV). No entanto, para neutrões com energias próximas das energias térmicas, verifica-se que o movimento térmico dos átomos do moderador é comparável às velocidades dos neutrões. Neste caso, a dispersão deve ser analisada com mais cuidado utilizando mecanismos estatísticos, e pode-se simplesmente assumir que, após um dado tempo, os neutrões atingem o equilíbrio termodinâmico com o moderador à temperatura  $T$ . Neste caso o espectro de energias assume uma forma particular – o espectro de Maxwell. Nestas condições, a solução da equação de transporte assume a forma:

$$\phi(E, \vec{r}) = \frac{1}{(kT)^2} \phi_0(\vec{r}) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$$

sendo,  $k$  a constante de Boltzmann,  $T$  a temperatura neutrónica, que no caso ideal é igual à temperatura do meio,  $E$  a energia do neutrão e  $\phi_0(\vec{r})$  o fluxo total térmico ( $\phi_0(\vec{r}) = \int \phi(E, \vec{r}) dE$ ). O valor máximo do fluxo ocorre para  $E=kT$ , sendo o valor mais provável de energia dado por  $kT/2$ . À temperatura de 20,46°C ( $T=293,61K$ ),  $kT=25,3$  meV e  $kT = \frac{mv^2}{2}$ , vem  $v=220$  ms<sup>-1</sup>, a velocidade mais provável dos neutrões.

Em meios não absorventes pode-se ajustar uma equação do tipo de Maxwell ao espectro de neutrões térmicos. De um modo geral, a temperatura neutrónica é superior à temperatura do meio e esta é tanto maior quanto maior for a absorção. Atendendo a que, a secção eficaz para a reacção de captura é directamente proporcional a  $1/v$ , conclui-se que o maior número de reacções ocorre na região do espectro de Maxwell. [Oli95]

## II.2 Interação da Radiação Gama com a Matéria

### II.2.1 Introdução

O comportamento dos fótons na matéria é dramaticamente diferente do das partículas carregadas. Quando um feixe de fótons incide num meio material, existem vários mecanismos de interacção possíveis, dos quais se referem apenas os principais:

- Dispersão (coerente) de Rayleigh;
- Efeito fotoeléctrico;
- Dispersão (incoerente) de Compton;
- Produção de pares;

De um modo geral, estes mecanismos transferem, total ou parcialmente, a energia do fóton para um electrão do meio material irradiado, provocando normalmente uma grande mudança na história da partícula incidente. O electrão em causa, uma vez posto em movimento, vai depositar ao longo do seu percurso parte dessa energia. A probabilidade de cada interacção é determinada pela secção eficaz que, por sua vez, depende da energia do fóton, da densidade e do número atómico do meio. Estas interacções permitem explicar as duas principais características qualitativas dos fótons. Por um lado, os raios x e os fótons  $\gamma$  são muito mais penetrantes na matéria do que as partículas carregadas, por outro um feixe de fótons não se degrada em energia à medida que atravessa uma determinada espessura de material, é apenas atenuado em intensidade<sup>1</sup>. Os fótons que passam e que não são removidos do feixe são aqueles que não sofrem qualquer tipo de interacção. [Leo87]

Neste capítulo aprofundar-se-ão estes aspectos relativos à cinemática e às secções eficazes dos vários tipos de interacções.

### II.2.2 Processos de interacção dos fótons com matéria

Os principais processos de interacção dos fótons com a matéria são:

**Dispersão de Rayleigh:** A dispersão de Rayleigh ou dispersão coerente é um processo pelo qual os fótons são dispersos por electrões atómicos ligados, não estando o átomo ionizado nem excitado. Este processo ocorre mais frequentemente a baixas energias e para materiais

---

<sup>1</sup> Válido para feixes finos.

com elevado  $Z$ . A secção eficaz diferencial,  $d\sigma_R$ , num ângulo sólido  $d\Omega$ , é dada pela expressão:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2\theta) [F(q, Z)]^2 \quad [cm^2 sr^{-1} \text{átomo}^{-1}]$$

onde  $r_e$  é o raio clássico do electrão e  $q = 2k \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$ , sendo  $k = \frac{h\nu}{c}$  o momento transferido correspondente a um ângulo  $\theta$  de dispersão do fotão relativamente à sua direcção inicial, em que  $h$  representa a constante de Planck,  $c$  a velocidade da luz,  $\nu$  a frequência do fotão,  $m$  é a massa em repouso do electrão e  $F(q, Z)$  é o factor de forma atómica. [Hub79]

**Efeito Fotoeléctrico:** No caso do efeito fotoeléctrico, o fotão transfere toda a sua energia ( $h\nu$ ) para um electrão de um átomo provocando a sua ejeção. A energia do electrão assim libertado é dada por,

$$E_c = h\nu - E_b$$

sendo  $E_b$  a energia de ligação do electrão.

Atendendo a que um electrão livre não pode absorver um fotão e ainda assim conservar o momento, o efeito fotoeléctrico envolve sempre electrões ligados, pois neste caso o núcleo absorve o momento de recuo. Após a ejeção do electrão, a lacuna deixada no átomo é preenchida podendo ocorrer emissão de fotões ou electrões de Auger, cujas energias e probabilidade de emissão dependem em grande parte do material alvo. No caso de materiais com baixo número atómico a energia dos fotões emitidos é de um modo geral inferior a 1 keV. Para materiais com  $Z$  elevado a energia dos fotões emitidos é cerca de 85 keV. Para energias superiores à da camada atómica K a probabilidade de ocorrência de efeito fotoeléctrico, é aproximadamente dada por,

$$\sigma_p^a \approx \sqrt{2} \frac{32\pi r_e^2 \alpha^4}{3} \left( \frac{3m_0 c^2}{k_0} \right)^m Z^n$$

onde  $\alpha = \frac{1}{137}$  é a constante de estrutura fina,  $m_0$  e  $r_e$  são respectivamente a massa e o raio clássico do electrão e  $Z$  é o número atómico do material. O expoente  $\underline{n}$  varia entre 4 ( $k_0 < 100 \text{ keV}$ ) e 4,6 ( $k_0 > 500 \text{ keV}$ ) e o expoente  $\underline{m}$  varia entre 3 ( $k_0 < 100 \text{ keV}$ ) e 1 ( $k_0 > 500 \text{ keV}$ ). Na região em que  $k_0 \leq 0,1 \text{ MeV}$  o efeito fotoeléctrico é importante para energias superiores à energia de ligação dos electrões atómicos, e a secção eficaz de absorção varia aproximadamente com  $Z^4$  e  $(k_0)^{-3}$ . O coeficiente mássico de atenuação, varia com  $Z^3$  e  $(k_0)^{-3}$ . [Chaves04]



**Dispersão de Compton:** A dispersão de Compton, de todos os processos de interacção dos fótons, é provavelmente o melhor conhecido. Neste tipo de interacção, um fóton de energia ( $h.v$ ) interage com um electrão livre do meio material irradiado, transferindo-lhe parte da sua energia ( $E_c$ ); a energia restante aparece sob a forma de um fóton secundário de energia  $h.v'$ . Portanto, neste tipo de interacção o fóton não desaparece, sendo apenas alteradas a sua direcção de movimento e energia [Tsou95]. O balanço energético desta interacção é dado por  $h.v = E_c + h.v'$ . A energia do fóton disperso está relacionada com o ângulo de dispersão ( $\phi$ ) pela expressão,

$$h.v' = \frac{h.v}{\left[1 + \left(\frac{h.v}{m_0 c^2}\right)(1 - \cos\phi)\right]}.$$

A probabilidade de ocorrência da dispersão de Compton é dada pela secção eficaz diferencial,  $d\sigma_c$ , de *Klein – Nishina* num ângulo sólido  $d\Omega$ : [Kra88]

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = r_0^2 \left[ \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^3 \left[ \frac{1 + \cos\theta}{2} \right] \times \left[ 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right]$$

sendo  $\alpha$  a energia do fóton em unidades de energia de repouso do electrão.

A secção eficaz atómica de *Klein – Nishina*,  $\sigma_c^a = Z \times \sigma_c$  (cm<sup>2</sup>/átomo), é proporcional ao número atómico  $Z$  do material desde que se assuma que o electrão está livre. Este efeito, para materiais com baixo número atómico, é preponderante entre os 0,03 MeV e os 7 MeV.

**Produção de pares:** Neste processo, o fóton desaparece dando origem a um par electrão – positrão. Quando a energia do fóton incidente excede 1,022 MeV, é possível a produção de um par electrão – positrão desde que na presença de uma outra partícula como o exige a conservação do momento. Aplicando leis da conservação da energia verifica-se que a energia cinética do electrão mais a energia cinética do positrão é igual à energia do fóton menos 1,022 MeV. A ocorrência deste processo é então condicionada pela energia do fóton incidente, que nunca poderá ser inferior a 1,022 MeV. A probabilidade de ocorrência da produção de pares, denominada secção eficaz da produção de pares, é uma função complicada da energia do fóton e do número atómico ( $Z$ ), e é dada pela expressão,  $\kappa(m^{-1}) = NZ^2 f(E_\gamma, Z)$ , onde  $\kappa$  é a probabilidade de ocorrência da produção de pares por unidade de distância percorrida e  $f(E_\gamma, Z)$  é uma função que varia ligeiramente com o número atómico  $Z$  e aumenta com  $E_\gamma$ . Verifica-se assim que a secção eficaz atómica de ocorrência de produção de pares varia aproximadamente com  $Z^2$ , aumentando com a energia a partir do limiar de 1,022 MeV.

O gráfico que se segue ilustra, a probabilidade de ocorrência de cada um dos processos de interacção referidos anteriormente em função do número atómico do material irradiado e da energia da radiação incidente:

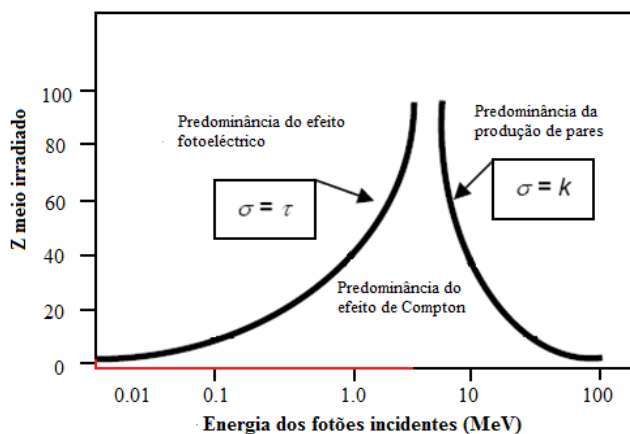


Figura 2.2) Predominância dos mecanismos de interacção da radiação com a matéria, de acordo com o número atómico do meio material e com a energia dos fótons incidentes. A vermelho estão assinaladas a gama de energias da radiação gama emitida pela fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  e o número atómico dos materiais estudados. Como se pode ver, nestas condições há predominância do efeito de Compton.

### II.2.3 Atenuação de um feixe de fótons

Quando um feixe fino de radiação gama de intensidade  $I_0$  incide num material absorvedor de espessura  $L$ , a intensidade resultante ( $I$ ) transmitida pelo absorvedor, é dada por uma expressão exponencial:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot L} \quad (\text{cm}^{-1})$$

A grandeza  $\mu$  é denominada coeficiente de atenuação linear e exprime-se em  $\text{m}^{-1}$ . O quociente  $I/I_0$  é denominado transmissão da radiação gama. Caso o meio material interposto seja o ar, geralmente despreza-se a atenuação que este produz no feixe de radiação, considerando-se apenas a evolução da intensidade do feixe segundo a lei do inverso do quadrado das distâncias (lei geométrica resultante da divergência do feixe).

### II.2.4 Coeficientes de Interação

A atenuação de um feixe de fótons consiste, de uma forma geral, na remoção de fótons do feixe à medida que este atravessa um dado material. Isto é provocado tanto pela absorção como pela dispersão dos fótons primários. O coeficiente linear de atenuação,  $\mu$ , traduz a probabilidade de um fóton do feixe incidente interagir com o meio material por unidade de espessura atravessada. Essa interacção poderá ocorrer sob a forma de qualquer um dos processos anteriormente mencionados, no entanto, em cada interacção ocorre apenas um e um

desses processos. Porém, um feixe de fótons é constituído por um grande número de partículas, pelo que podem ocorrer todos os tipos de interacção referidos. Sendo as secções eficazes dos processos de interacção independentes umas das outras, pode afirmar-se que a probabilidade total de interacção é igual à soma das probabilidades de interacção através de cada um dos processos. Donde resulta que,

$$\mu = \tau' + \sigma' + k' \quad (cm^{-1})$$

Onde  $\tau'$ ,  $\sigma'$  e  $k'$  correspondem ao produto das secções eficazes atómicas de cada um dos processos pela densidade atómica do material.

Atendendo a que o coeficiente de atenuação é dependente da densidade,  $\rho$ , a qual pode variar consideravelmente para um dado elemento ou composto, em certas ocasiões é conveniente remover a dependência da densidade e, deste modo, obtém-se uma expressão para os coeficientes mássicos de atenuação dos processos individuais:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_{coe}}{\rho} + \frac{\sigma_{incoe}}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{k}{\rho} \quad (cm^2 \cdot g^{-1})$$

O coeficiente mássico de atenuação ( $\frac{\mu}{\rho}$ ) tem unidades de  $cm^2 \cdot g^{-1}$  quando a densidade vem em  $g \cdot cm^{-3}$ . A expressão anterior fornece a atenuação total em termos das secções eficazes específicas por grama de material.

A figura que se segue representa a secção eficaz de ocorrência dos processos de interacção dos fótons com a matéria, para a água:

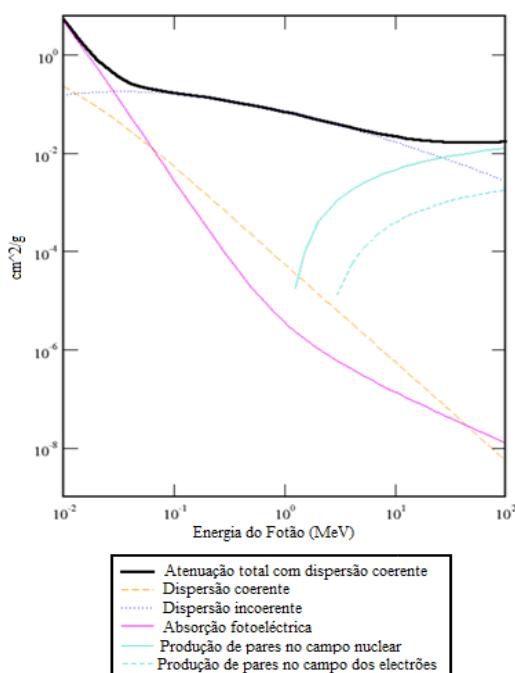


Figura 2.3) Coeficiente mássico de atenuação total e contribuição dos diferentes processos de interacção para a água. Os dados foram retirados da biblioteca XCOM. [Hub99]

---

## CAPÍTULO III

---

### Dosimetria

#### III.1 Introdução

Uma exposição à radiação pode conduzir a efeitos adversos na saúde. Estes efeitos podem ser agrupados em duas categorias gerais:

**Efeitos determinísticos** (reações nocivas nos tecidos), devidos à morte ou ao mau funcionamento das células, sendo o resultado de exposição a altas doses. A indução de reações nos tecidos é caracterizada por um limiar de dose. A razão da presença de um limiar de dose reside no facto do dano causado pela radiação numa população crítica de células num dado tecido precisar ser sustentado antes de o dano ser expresso de uma forma clinicamente relevante. Acima do limiar de dose, a severidade do dano, incluindo falha da capacidade de recuperação do tecido, aumenta com a dose.

**Efeitos estocásticos**, isto é, desenvolvimento de cancro em indivíduos expostos devido à mutação de células somáticas ou doenças genéticas na sua descendência devido à mutação de células reprodutoras (germinativas).

A protecção radiológica preocupa-se em controlar as exposições à radiação ionizante de forma a que os efeitos determinísticos sejam prevenidos e o risco de efeitos estocásticos limitado até níveis aceitáveis. Para avaliar as doses de uma exposição à radiação são utilizadas grandezas dosimétricas desenvolvidas pela ICRP (*International Commission on Radiological Protection*) e pela ICRU (*International Commission for Radiation Units*). Essas doses deverão estar abaixo dos limites de dose impostos para trabalhadores e público.

No presente trabalho, o projecto de um sistema de irradiação com uma fonte de  $^{241}\text{Am}$  –  $^9\text{Be}$  deverá garantir a protecção radiológica da fonte radioactiva. O objectivo será manter os níveis de dose em torno do dispositivo abaixo dos limites de dose estabelecidos para exposições ocupacionais. Torna-se então importante aprofundar estes conceitos e nesse sentido, ao longo deste capítulo, será feita uma abordagem às grandezas dosimétricas, às grandezas de protecção e às grandezas operacionais, enfatizando-se a grandeza de protecção

equivalente de dose ambiente por ter sido fundamental, para estimar os valores de dose efectiva em torno do irradiador. Far-se-á ainda referência ao sistema de protecção radiológica em vigor e aos limites de dose impostos.

## **III.2 Grandezas Dosimétricas na Protecção Radiológica**

A dosimetria da radiação consiste na determinação da dose absorvida num dado material ou tecido, resultante da exposição a radiação ionizante. As grandezas dosimétricas permitem uma descrição precisa da quantidade de energia que um feixe de radiação deposita num dado material. As entidades reconhecidas internacionalmente, que definem as principais grandezas dosimétricas utilizadas na protecção contra radiações, são a ICRU e a ICRP. Assumem também grande importância a *International Organization for Standardization* (ISO) e a *International Electrotechnical Commission* (IEC) que reúnem os conceitos referidos sob a forma de normas internacionalmente aceites pelos laboratórios de metrologia para a definição das grandezas contribuindo para a harmonização das medidas realizadas.

Em 1977, na publicação 26 da ICRP, foram introduzidas as grandezas de protecção, equivalente de dose, para órgãos e tecidos humanos e equivalente de dose efectiva. Em 1991, na publicação 60 da ICRP, foram revistas e alargadas as definições de grandezas dosimétricas anteriormente publicadas. As grandezas dosimétricas ficaram então divididas em grandezas básicas, grandezas de protecção radiológica e grandezas operacionais. Em 2007, as novas recomendações da ICRP vieram actualizar e consolidar aspectos adicionais no controlo da exposição devido a fontes de radiação, nomeadamente os factores de ponderação tecidual e da radiação nas grandezas dose efectiva e dose equivalente.

### **III.2.1 Grandezas básicas**

As grandezas dosimétricas básicas caracterizam o campo de radiação, podendo ser definidas em qualquer ponto do referido campo. Porém, não permitem estimar o dano causado para uma dada exposição, visto que os efeitos induzidos pela radiação não dependem apenas da dose absorvida, mas também do tipo de radiação, da respectiva distribuição de energia ao longo do tempo e da radiosensibilidade dos órgãos e tecidos expostos.

Os efeitos das radiações na matéria dependem do campo de radiação e das interacções entre a radiação e a matéria. A radiação vai interagir com a matéria por uma série de processos nos quais a energia da partícula é convertida e finalmente depositada. As grandezas

dosimétricas podem então ser subdivididas em dois grupos, um referindo-se à conservação e outro à deposição de energia.

**Conversão de energia** – Refere-se à transferência de energia de partículas ionizantes para partículas secundárias ionizantes. A transferência de energia dos fótons para a matéria ocorre em duas etapas, uma primeira em que é transferida energia dos fótons para os electrões através de diferentes interacções (capítulo II) e uma segunda que quantifica a energia transferida dos electrões para o meio através de ionizações e excitações atómicas ao longo do seu percurso.

A grandeza dosimétrica **kerma** (*kinetic energy released in material*) [ICRU74], é uma grandeza aplicável a radiações ionizantes indirectas (como os fótons e os neutrões) que quantifica a energia média transferida dos fótons para os electrões quando um feixe de radiação incide no meio material, sem contabilizar o que se passa após a transferência, sendo dado por:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

onde  $dE_{tr}$  é a soma das energias cinéticas iniciais, de todas as partículas ionizantes carregadas, libertadas por partículas ionizantes sem carga, na massa  $dm$  de um material específico.

O kerma pode também ser expresso em termos da fluência de partículas, através da seguinte expressão:

$$K = \Phi \frac{\mu}{\rho} \overline{dE_{tr}}$$

onde  $\Phi \frac{\mu}{\rho}$  representa o número de interacções por unidade de massa. A figura que se segue ilustra o conceito de kerma:

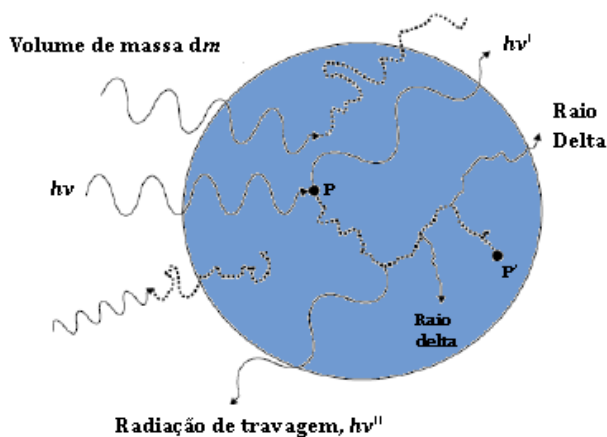


Figura 3.1) Etapas da transferência de energia do fóton para o meio material: No ponto P o fóton interage com os electrões do meio dando origem à libertação de fótons secundários ( $h\nu'$ ) e electrões em movimento que, por sua vez, ao interagirem, vão perder energia ao longo do seu trajecto entre P e P'. A energia transferida por unidade de massa, em P, denomina-se kerma.

A energia pode ser transferida por duas vias diferentes, por meio de colisões fracas e fortes ou, através de interacções radiativas (radiação de travagem). Deste modo, o valor do kerma é normalmente dividido em duas componentes, o **kerma de colisão**,  $K_c$  e o **kerma radiativo**,  $K_r$ , sendo dado por,  $K = K_c + K_r$ . O kerma de colisão quantifica a energia que é dissipada pelos electrões ao colidirem com outros electrões através de ionizações e excitações ao longo do seu percurso e o kerma radiativo refere-se à radiação de travagem produzida à medida que as partículas secundárias vão sendo desaceleradas no meio. A unidade do kerma é o  $\text{J.kg}^{-1}$ , ou gray (Gy).

**Deposição de energia** – A **energia depositada** numa única interacção  $i$ , é definida pela expressão,  $\varepsilon_i = \varepsilon_{in} - \varepsilon_{out} + Q$ , onde  $\varepsilon_{in}$  é a energia da partícula ionizante incidente (excluindo a energia em repouso),  $\varepsilon_{out}$  é a soma das energias de todas as partículas ionizantes que saem da interacção (excluindo as massas em repouso) e  $Q$  tem em conta alterações na energia de repouso dos núcleos e de todas as partículas elementares envolvidas na interacção. A energia depositada num dado volume, é a soma de todas as energias depositadas, referentes a interacções individuais, nesse volume,  $\varepsilon = \sum \varepsilon_i$ . A energia média depositada num dado volume,  $\bar{\varepsilon}$ , é dada por:

$$\bar{\varepsilon} = R_{in} - R_{out} + \sum Q$$

onde  $R_{in}$  é a energia radiante de todas as partículas ionizantes (carregadas e sem carga) que entram no volume,  $R_{out}$  é a energia radiante de todas as partículas ionizantes (carregadas ou sem carga) que deixam o volume, e  $\sum Q$  é a soma de todas as alterações na energia em repouso dos núcleos e partículas elementares que ocorrem no volume.

A unidade S.I. das grandezas energia depositada e energia média depositada é o joule (J), sendo normalmente expressas em eV.

Outra grandeza pertencente a esta categoria é a **dose absorvida**,  $D$  que é dada por:

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm}$$

onde  $d\bar{\varepsilon}$  é a energia média depositada pela radiação ionizante na matéria, de massa  $dm$ . A unidade de dose absorvida no S.I. é o  $\text{J.kg}^{-1}$ , ou gray (Gy).

Em radiobiologia, radiologia clínica, e protecção radiológica a dose absorvida,  $D$ , é considerada uma grandeza física básica fundamental, e é utilizada para todos os tipos de radiação ionizante e qualquer geometria de irradiação.

### III.2.2 Grandezas da protecção radiológica

Existem dois tipos de grandezas especialmente definidas para aplicações em protecção radiológica. São elas:

**Grandezas de protecção** – São utilizadas no estabelecimento dos limites de dose. São grandezas não directamente mensuráveis, podendo o seu valor ser avaliado por cálculo, desde que se conheçam as condições de irradiação. Estas grandezas são definidas pela ICRP. Recorrendo ao mais recente ajuste das grandezas de protecção recomendadas na publicação 103 da ICRP [ICRP103], referem-se as grandezas:

- **Dose equivalente**,  $H_T$ , num órgão ou tecido T.
- **Dose efectiva**,  $E$ .

**Grandezas operacionais** – São definidas pela ICRU sendo aplicadas na monitorização de área e individual. Estas grandezas são mensuráveis e destinam-se a estimar as grandezas de protecção, sendo ainda aplicadas à calibração de instrumentos, nomeadamente, dosímetros usados para monitorização e são as seguintes:

- **Equivalente de dose ambiente**,  $H^*(d)$ ;
- **Equivalente de dose direcciona**,  $H'(d, \Omega)$ ;
- **Equivalente de dose individual**,  $H_p(d)$ .

#### III.2.2.1 Grandezas e unidades da protecção

A dose equivalente num dado órgão ou tecido,  $H_T$ , é dada por,

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R}$$

onde  $w_R$  é o factor de ponderação da radiação para a radiação  $R$  e  $D_{T,R}$  é a dose absorvida média num tecido ou órgão específico, T, correspondente à radiação do tipo R que nele incide ou é emitida por radionuclidos que se encontram dentro do corpo. O somatório é realizado sobre todos os tipos de radiação envolvidos. A unidade de dose equivalente é o  $\text{J.kg}^{-1}$ , ou sievert (Sv).

Os factores de ponderação da radiação,  $w_R$ , têm em conta o detrimento relativo de um órgão ou tecido para diferentes qualidades de radiação. Os valores dos factores de ponderação da radiação para um tipo específico de radiação e energia foram seleccionados pela ICRP, de forma a serem representativos dos valores da eficácia biológica relativa (RBE).



Tipo da radiação	Factor de Ponderação da Radiação, $w_R$
Fotões	1
Electrões e muões	1
Protões e piões carregados	2
Partículas alfa, fragmentos de cisão, núcleos pesados.	20
Neutrões	Uma curva contínua como função da energia do neutrão.

Tabela 3.1) Factores de ponderação da radiação.

Os factores de ponderação da radiação são factores pelos quais a dose absorvida média, em qualquer tecido ou órgão, é multiplicada para contemplar o detrimento causado pelos diferentes tipos de radiação (relativa a radiação de fotões). São fornecidos valores numéricos de  $w_R$  específicos da energia e do tipo de radiação (incidente no corpo humano ou emitida por radionuclidos no interior do corpo).

Como foi referido, o factor de ponderação da radiação reflecte a eficiência biológica relativa para um tipo específico de radiação. No caso dos neutrões, a eficiência biológica é fortemente dependente da energia do neutrão incidente devido à variação da radiação secundária emitida com a energia. É actualmente recomendado que o factor de ponderação da radiação para neutrões seja definido por uma função contínua.

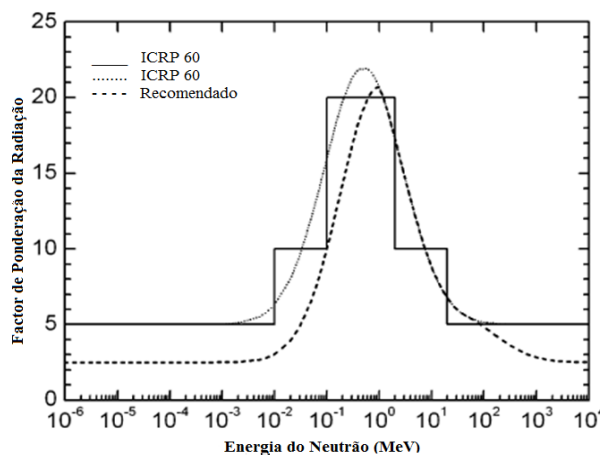


Figura 3.2) Factor de ponderação da radiação,  $w_R$ , para neutrões versus a energia dos neutrões. É representada a função por degraus e a função contínua dadas na Publicação 60 (ICRP, 1991b) e a função adoptada nas recomendações de 2007.

Em suma, a função contínua da energia dos neutrões,  $E_n$ , que se segue é utilizada para os cálculos dos factores de ponderação para os neutrões:

$$w_R = \begin{cases} 2,5 + 18,2e^{-\frac{[\ln(E_n)]^2}{6}}, & E_n < 1 \text{ MeV} \\ 5,0 + 17,0e^{-\frac{[\ln(2E_n)]^2}{6}}, & 1 \text{ MeV} \leq E_n \leq 50 \text{ MeV} \\ 2,5 + 3,25e^{-\frac{[\ln(0,04E_n)]^2}{6}}, & E_n > 50 \text{ MeV} \end{cases}$$

A **dose efectiva**,  $E$ , introduzida na publicação 60 (ICRP, 1991b), é a soma das doses equivalentes, ponderadas em todos os órgãos e tecidos do corpo humano,

$$E = \sum_T w_T H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R}$$

onde  $w_T$  é o factor de ponderação para o tecido  $T$  e  $\sum_T w_T = 1$ . Os valores de  $w_T$  representam as contribuições dos órgãos e tecidos individuais para o detrimento global da radiação. A unidade de dose eficaz é o  $\text{J.kg}^{-1}$ , ou sievert (Sv).

A relação entre a probabilidade de manifestação de efeitos estocásticos e a dose equivalente depende do órgão ou tecido irradiado. O factor de ponderação do órgão ou tecido  $T$ ,  $w_T$ , representa a contribuição do órgão ou tecido para o detrimento total, devido aos efeitos resultantes de uma exposição uniforme de todo o corpo. Os factores de ponderação dos órgãos e tecidos são escolhidos de modo a serem independentes do tipo e energia da radiação incidente no corpo.

Órgão ou tecido	Factor de ponderação, $w_T$
Gónadas	0,20
Medula óssea (vermelha)	0,12
Cólon	0,12
Pulmão	0,12
Estômago	0,12
Bexiga	0,05
Mama	0,05
Fígado	0,05
Esófago	0,05
Tiróide	0,05
Pele	0,01
Superfície óssea	0,01
Restantes	0,05

Tabela 3.2) Factores de ponderação para órgãos e tecidos,  $w_T$  [ICRP103]

As consequências após uma irradiação do corpo humano são dependentes, não só da magnitude da dose, tipo de radiação e energia da radiação, da distribuição de dose no corpo, mas também da distribuição de dose no tempo (débito de dose e fraccionamento da dose). A dose equivalente e a dose efectiva são grandezas utilizadas em protecção radiológica proporcionando uma base para estimar a probabilidade de manifestação de efeitos estocásticos, mas apenas para doses absorvidas inferiores aos limiares de dose dos efeitos determinísticos. Muitas vezes, para a avaliação das consequências duma exposição individual ou colectiva, é preferível usar a dose absorvida e dados específicos referentes à eficiência biológica relativa.

### III.2.2.2 Grandezas e unidades operacionais

Na protecção radiológica operacional, é necessário quantificar a exposição dos indivíduos e comparar esses valores com os limites de dose fixados na legislação e com níveis de restrição estabelecidos no processo de optimização. As grandezas de protecção, dose equivalente e dose efectiva são grandezas não mensuráveis. No sentido de serem estimados os valores da dose equivalente ou da dose efectiva em órgãos ou tecidos utilizam-se grandezas operacionais. As grandezas operacionais visam providenciar uma estimativa ou um limite superior para o valor das grandezas de protecção relacionadas com uma exposição, ou potencial exposição de pessoas sob muitas condições de irradiação. Estas grandezas são definidas para medidas práticas em monitorização de área e individual. A sua definição baseia-se no equivalente de dose, num ponto, de um fantoma ou tecido, para o tipo de radiação e energia existente naquele ponto.

O **equivalente de dose** num ponto do tecido é definido como o produto,  $H = Q \cdot D$ , em que  $D$  é a dose absorvida num dado ponto e  $Q$  é o factor de qualidade da radiação incidente. A unidade S.I. é o  $\text{J.kg}^{-1}$ , ou sievert (Sv). [ICRU51]

#### Grandezas operacionais para monitorização de área

Para fins de rotina em protecção radiológica, a irradiação potencial de indivíduos, é obtida a partir da grandeza equivalente de dose, num fantoma. O fantoma seleccionado é a esfera ICRU, constituída por um material equivalente ao tecido humano mole, em termos de atenuação e absorção de radiação, denominado substituto de tecido, com 30 cm de diâmetro, densidade de  $1 \text{ g.cm}^{-3}$  e uma composição em massa de 76,2% de oxigénio, 11,1% de carbono, 10,1% de hidrogénio e 2,6% de azoto.

**Equivalente de dose ambiente,  $H^*(10)$**  – O equivalente de dose ambiente, definido pela ICRU (2001) para monitorização de área ou de locais de trabalho, é utilizado na avaliação da dose efectiva, para radiações fortemente penetrantes. O equivalente de dose ambiente num ponto do campo de radiação é o equivalente de dose que seria produzido pelo correspondente campo expandido e alinhado, na esfera ICRU, à profundidade de 10 mm sobre o vector radial que se opõe à direcção do campo alinhado. A unidade S.I. é o  $\text{J.kg}^{-1}$ , ou sievert (Sv). Esta grandeza vai ser utilizada ao longo do projecto para estimar a dose efectiva recebida em torno do sistema de irradiação, sendo essencial para garantir que a dose ao contacto no dispositivo está dentro dos limites de dose impostos.

**Equivalente de dose direcciona,  $H'(d, \Omega)$**  – Para monitorização de área da radiação fracamente penetrante, é utilizada a grandeza equivalente de dose direcciona. O equivalente de dose direcciona num ponto do campo de radiação, é o equivalente de dose que deve ser produzido pelo correspondente campo expandido, na esfera ICRU, à profundidade  $d$  sobre um raio numa direcção especificada,  $\Omega$ . A unidade S.I. é o  $\text{J.kg}^{-1}$ , ou sievert (Sv).

### **Grandezas operacionais para monitorização individual**

Na monitorização individual o dosímetro é utilizado na face anterior do corpo onde o campo de radiação é fortemente influenciado pela retrodifusão do corpo. A grandeza operacional definida para esta aplicação tem em linha de conta essa situação.

**Equivalente de dose individual,  $H_p(d)$ :** É o equivalente de dose no tecido mole, à profundidade  $d$ , no corpo humano, na posição em que o dosímetro é usado. A unidade S.I. é o  $\text{J.kg}^{-1}$ , ou sievert (Sv).

Para radiação penetrante é recomendada a profundidade  $d=10\text{mm}$ , enquanto que para radiação pouco penetrante, é proposto  $d=0,07\text{ mm}$ . No caso especial de monitorização da dose no cristalino, a profundidade apropriada é de  $d=3\text{mm}$ .<sup>2</sup>

O objectivo do uso do  $H_p(d)$  é o de proporcionar uma estimativa da dose efectiva para todas as condições de irradiação. No entanto, isto nem sempre é possível, basta considerar o caso em que a radiação incide nas costas e o dosímetro é usado no peito. Um requisito adicional, em monitorização individual, é o de que o dosímetro deve ser usado numa posição do corpo que seja representativa da exposição de todo o corpo.

## **III.3 Avaliação das Exposições**

Associada à classificação dos indivíduos expostos surge a classificação das diferentes situações de exposição possíveis:

**Exposições Ocupacionais** - A exposição ocupacional consiste na totalidade das exposições de trabalhadores que resultam do seu trabalho. Na monitorização das exposições ocupacionais a fontes de radiação externas, os dosímetros individuais medem o equivalente de dose

---

<sup>2</sup> Radiações pouco penetrantes, são: partículas  $\alpha$ , partículas  $\beta$  com energias inferiores a 2 MeV e fótons com energias inferiores a 12 keV. Os neutrões são sempre considerados radiação penetrante, além das partículas  $\beta$  e fótons com energia superior aos valores atrás indicados.

individual,  $H_p(10)$ . Este valor é utilizado para estimar a dose efectiva, onde se assume uma exposição uniforme em todo o corpo. É usual aplicar-se a classificação de áreas de trabalho, sendo estas normalmente divididas em duas categorias: áreas controladas e áreas supervisionadas. Uma área controlada é uma área definida para a qual são, ou poderão ser requeridas, medidas de protecção específicas e acções de segurança para controlar exposições normais ou prevenir a difusão da contaminação durante as condições de trabalho normal, prevenindo ou limitando potenciais exposições. Uma área supervisionada é uma área na qual as condições de trabalho são vigiadas não sendo normalmente necessários procedimentos especiais. De um modo geral, uma área controlada está dentro de uma área supervisionada, mas não é preciso estar.

**Exposição do Público** - A exposição do público engloba todas as exposições do público para além das exposições ocupacionais e exposições médicas de pacientes. É o resultado de uma série de fontes de radiação. A componente devido a fontes naturais é de longe a maior, mas isto não providencia qualquer justificação para reduzir a atenção prestada à pequena, mas mais rapidamente controlada, exposição a fontes artificiais.

**Exposição médica de pacientes** - A exposição de pacientes à radiação é o resultado de procedimentos de diagnóstico, intervenção e terapia. Existem várias características das práticas radiológicas em medicina que requerem uma abordagem que difere da protecção radiológica em outras situações de exposição planeadas. A exposição é intencional e para benefício directo do paciente. Particularmente em radioterapia, os efeitos biológicos da radiação de altas doses são utilizadas para benefício do paciente para tratar cancro e outras doenças.

### III.4 Princípios Básicos da Protecção Radiológica

Devido à existência de inúmeras situações de exposição à radiação a ICRP estabelece um sistema formal de protecção radiológica no sentido de alcançar uma aproximação praticável e estruturada para a protecção contra as radiações ionizantes. O objectivo será minimizar os efeitos estocásticos e evitar os efeitos determinísticos.

O sistema de protecção desenvolvido pela ICRP é constituído por três princípios fundamentais, justificação, optimização da protecção e aplicação dos limites de dose.

Com o intuito de garantir a protecção dos indivíduos relativamente aos efeitos nocivos da radiação ionizante, a ICRP considera fundamental o controlo (no sentido da restrição) das doses de radiação, seja qual for a fonte. Os principais objectivos do sistema de protecção

radiológica são a caracterização de possíveis situações onde seja provável a ocorrência de exposição à radiação (planeada, de emergência, e situações de exposição já existentes), classificação dos tipos de exposição (ocupacionais, exposições médicas de pacientes e exposições do público), identificação dos indivíduos expostos (trabalhadores, pacientes e membros do público), categorização dos tipos de exposição, identificando os que estão relacionados com a fonte e os que estão relacionados com o indivíduo, formulação precisa dos princípios da protecção (justificação, optimização e aplicação dos limites de dose), descrição dos níveis de dose individuais que requerem acções de protecção ou avaliação (limites de dose, restrições de dose e níveis de referência) e delineação das condições para a segurança das fontes de radiação.

### III.4.1 Tipos de situações de exposição

Existem três formas diferentes de exposição reconhecidas pela ICRP:

**Situações de exposição planeada** – Envolvem a introdução deliberada e a operação de fontes radioactivas podendo dar origem tanto a exposições cuja ocorrência é esperada como a exposições que não são previstas.

**Situações de exposição de emergência** – Podem surgir no decorrer de uma situação planeada, de um acto malicioso ou de outra situação inesperada e requer acção urgente no sentido de evitar ou reduzir consequências indesejáveis.

**Situações de exposição existentes** – São situações que já existem quando têm que ser tomadas decisões de controlo, incluindo situações prolongadas de exposição depois de emergências.

### III.4.2 Os princípios da protecção radiológica

Existem dois princípios relacionados com a fonte e que se aplicam a todas as situações de exposição:

**O princípio da justificação** – Qualquer decisão que altere as situações de exposição à radiação (por exemplo, introdução de uma nova fonte), deve introduzir um claro benefício para a sociedade ou para os indivíduos expostos de modo a compensar o detrimento que advém da exposição.

**O princípio da optimização da protecção** – Relativamente a qualquer prática, o número de pessoas expostas e a probabilidade de ocorrerem exposições devem ser tão baixos quanto o

razoavelmente possível, tendo em conta factores económicos e sociais. Isto significa que o nível de protecção deverá ser o melhor sob as circunstâncias prevalecentes, maximizando a margem e benefício sobre o dano. No sentido de prevenir efeitos severos deverão ser consideradas restrições de dose e riscos para os indivíduos que estão sujeitos a fontes particulares de radiação.

O outro princípio do sistema de protecção está directamente relacionado com o indivíduo e aplica-se em situações de exposição planeada:

**O princípio da aplicação dos limites de dose** – A dose total que qualquer indivíduo recebe quando exposto a fontes reguladas em situações de exposição planeada para além das exposições médicas de pacientes, não deverão exceder os limites recomendados.

### III.4.3 Limites de dose

Para o presente projecto é fundamental o conhecimento dos limites de dose visto que qualquer sistema de irradiação deverá garantir uma adequada protecção da fonte mantendo a dose em torno do irradiador abaixo dos limites estabelecidos.

Os limites de dose aplicam-se apenas em situações de exposição planeada mas não à exposição médica de pacientes. Dentro de uma categoria de exposição, ocupacional ou público, os limites de dose aplicam-se ao somatório das exposições a fontes relacionadas com práticas já justificadas. Os limites de dose recomendados resumem-se na tabela seguinte:

Tipo de limite	Ocupacional	Público
Dose efectiva	20 mSv por ano, valor médio sobre períodos definidos de 5 anos	1 mSv num ano
Dose equivalente anual:		
Lentes do olho	150 mSv	15 mSv
Pele	500 mSv	50 mSv
Pés e mãos	500 mSv	-

Tabela 3.3) Limites de dose recomendados em situações de exposição planeada.

Para exposição ocupacional em situações de exposição planeada, a ICRP recomenda que o limite seja expresso como dose efectiva de 20 mSv por ano, valor médio sobre períodos de 5 anos (100 mSv em 5 anos), estipulando que a dose efectiva não deverá exceder os 50 mSv num único ano. No caso de exposições do público em situações de exposição planeada, a ICRP recomenda o limite de dose efectiva de 1 mSv por ano. Contudo, em circunstâncias especiais um valor elevado de dose efectiva de 1 mSv pode ser permitido num ano, desde que a média sobre o período de 5 anos não exceda 1 mSv por ano. Os limites de dose para

trabalhadores expostos e para membros do público adoptados pela legislação portuguesa **[Rep08]** coincidem com os referidos na tabela 3.3, promulgados pela ICRP.



## CAPÍTULO IV

### Meios Utilizados no Desenvolvimento do Sistema de Irradiação

#### IV.1 Introdução

Neste capítulo serão apresentados os meios e os métodos utilizados no desenvolvimento de um sistema de irradiação para a fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ . Far-se-á ainda uma breve abordagem ao método de simulação Monte Carlo, ferramenta utilizada na optimização do irradiador.

#### IV.2 Equipamento Experimental

##### IV.2.1 Fonte de $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$

A fonte utilizada neste projecto é uma fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  do Laboratório de Metrologia das Radiações Ionizantes do ITN. A fonte apresenta uma actividade de 37 GBq (1 Ci). De acordo com os dados do fabricante são emitidos  $2,3 \times 10^6$  neutrões por segundo. Quanto à radiação gama, são emitidos cerca de 6000 fotões no decaimento do Amerício e 0,7 fotões na reacção  $(\alpha, n)$ , por cada neutrão emitido. Na figura que se segue é representada a geometria da fonte utilizada. Para esta actividade a cápsula de aço inoxidável é do tipo X3 com as dimensões indicadas na figura.

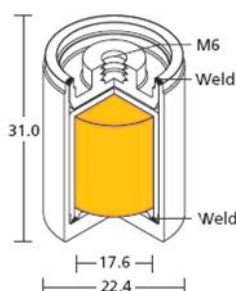
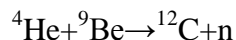


Figura 4.1) Esquema da cápsula da fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  utilizada. [AEASources]

O princípio de funcionamento destas fontes é bastante simples e muito eficiente: o isótopo estável do Berílio,  $^9\text{Be}$ , quando atingido por uma partícula  $\alpha$  típica de um decaimento radioactivo (energia entre os 5 e os 6 MeV), pode libertar um neutrão, de acordo com a equação,



O valor Q desta reacção é de 5,7 MeV. Resumindo, a mistura de um material emissor de partículas  $\alpha$ , com uma longa vida, tal como o  $^{241}\text{Am}$ , com o  $^9\text{Be}$ , irá resultar numa taxa constante de produção de neutrões. [Kra88]

Para além de neutrões, a fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  também emite fotões. A emissão de fotões ocorre por duas vias distintas. Aquando do decaimento  $\alpha$  do Amerício – 241 o Neptunio – 237 fica muitas vezes num estado excitado decaindo por emissão de fotões. Cerca de 85% dos decaimentos alfa conduzem ao Neptunio excitado que decai por emissão de fotões de 59,5 keV. Esta componente tem a maior contribuição para a dose efectiva. São também emitidos fotões aquando da reacção ( $\alpha$ , n) com o berílio. Nas figuras que se seguem são representados os espectros de fotões e de neutrões emitidos directamente pela fonte e em anexo (anexo 1) encontra-se a informação quantitativa associada [ISO8529 - 1], informação essa que é utilizada nas simulações.

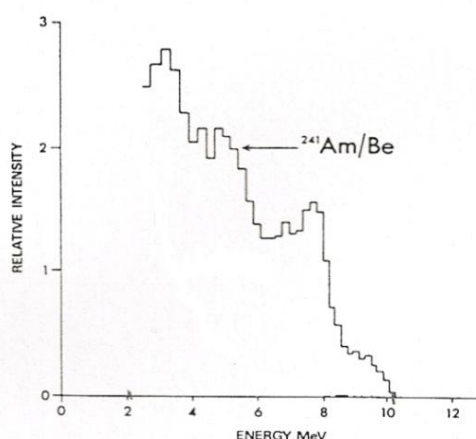


Figura 4.2) Espectro de neutrões da fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ . [Oli95]

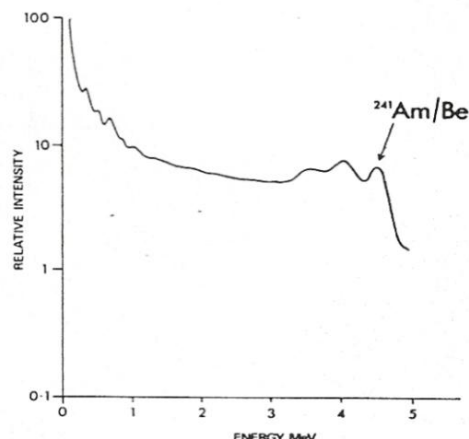


Figura 4.3) Espectro de fotões da fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ . [Oli95]

## IV.2.2 Protecção contra a radiação

No caso da fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  o estudo de protecção radiológica deve englobar todos os tipos e origens possíveis da radiação, nomeadamente, neutrões rápidos, radiação gama

primária e a radiação que resulta da interacção destes dois tipos de radiação com o material de protecção.

Pretende-se desenvolver um protótipo laboratorial de um sistema de irradiação para a fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ . Este dispositivo deverá garantir a protecção radiológica da fonte quando esta se encontra no seu interior. Atendendo a que a ICRP (e a legislação nacional) recomenda um limite de dose efectiva de 20 mSv por ano no caso de situações de exposição ocupacional, o valor máximo de dose ao contacto no irradiador deverá ser então de 10  $\mu\text{Sv/h}$ , como já foi referido, se considerando 2000 horas de trabalho anual. No entanto, atendendo a que numa área controlada existem naturalmente outras fontes de radiação, estabeleceu-se que o irradiador deveria ser projectado para que a dose de radiação ao contacto fosse inferior a 10  $\mu\text{Sv/h}$ .

#### IV.2.3 Equipamentos electrónicos utilizados

Para validação dos resultados das simulações foram realizados alguns procedimentos experimentais. Nestas práticas foram utilizados vários equipamentos electrónicos:

- **Victoreen 190N** – Fornece os valores de débito de equivalente de dose ambiente devidos aos neutrões que são emitidos pela fonte.
- **Victoreen 451P** – Fornece valores de débito de equivalente de dose ambiente para a radiação gama.
- **Babyline 31A** – Fornece valores de débito de dose absorvida devido à radiação gama emitida pela fonte.

O **Victoreen modelo 190N – SI/RP – N** (figura 4.4) é um equipamento portátil com mostrador digital que compreende um moderador de neutrões e um contador proporcional



Figura 4.4) Victoreen 190N.[VIC05 - 190]

BF3. O detector é composto por um cilindro de polietileno com 24,1 cm de comprimento e 21,6 cm de diâmetro contendo um contador proporcional BF3. O contador BF3 opera nominalmente a 1150 V e apresenta um comprimento activo de 5,08 cm. O preenchimento é de BF3 enriquecido com 96% de Boro – 10 e a pressão do gás é de 20 cm Hg. A resolução temporal do aparelho é de 1 $\mu\text{s}$  e a gama de energias detectada por este monitor estende-se desde energias térmicas (0,025eV) até 15 MeV. No seu total, o monitor de neutrões

apresenta um diâmetro de 31,75 cm e um comprimento de 26 cm, pesando cerca de 9,52 kg

[VIC05 - 190]. Na data das medições este aparelho apresentava um erro intrínseco relativo de 1%.

O **Victoreen 451 P – DE – SI** é um dispositivo direccionado para medição de radiação gama e de radiação X acima de 25 keV e radiação beta acima de 1 MeV. As gamas de operação estão entre os 0 e 5  $\mu\text{Sv/h}$ , 0 e 50  $\mu\text{Sv/h}$ , 0 e 500  $\mu\text{Sv/h}$ , 0 e 5 mSv/h ou ainda entre 0 e 50 mSv/h, apresentando um erro de  $\pm 10\%$ . O detector consta de uma câmara de ionização com 230 cm<sup>3</sup> de volume de ar pressurizado a 6 atm. O tempo de resposta entre os 0 e os 500  $\mu\text{Sv/h}$  é de 1,8 segundos. O aparelho fornece as medidas em unidades de R/h ou Sv/h. É um monitor portátil, leve (1,2 kg), facilmente transportável e de fácil manuseio (dimensões: 21 x 11,4 x 21,3 cm) [VIC05 - 451]. Na data das medições este aparelho apresentava um erro intrínseco relativo de 16%.



Figura 4.5) Victoreen 451P. [VIC05 - 451]

O **Babyline 31N** é um dispositivo de medição equivalente a uma câmara de ionização portátil. Este instrumento apresenta uma resposta linear permitindo medir o débito de dose absorvida nos tecidos do organismo para uma irradiação de fótons com energias compreendidas entre os 10 keV e os 10 MeV e, ocasionalmente, de electrões. A gama de medida encontra-se entre os poucos milirad por hora e os 100 rad por hora. O detector consiste numa câmara de ionização de paredes finas constituído por um material ligeiro com um volume de 515 cm<sup>3</sup> de ar à pressão atmosférica e colocado debaixo de um envelope cuja espessura é preenchida por um material equivalente aos tecidos moles do organismo. O aparelho na sua totalidade é composto por um invólucro com a forma de paralelepípedo de um estratificado de resina poliéster associado a uma ‘alça’ e a uma câmara de ionização cilíndrica. O aparelho pesa 1,580 kg, e apresenta dimensões de 233 x 113 x 285 mm (altura x largura x comprimento).



Figura 4.6) Babyline 31N. [Babyline]

Quanto às características eléctricas, este aparelho apresenta seis gamas de medida do débito de dose: 0 a 100 rad/h, 0 a 10 rad/h, 0 a 1 rad/h, 0 a 100 mrad/h, 0 a 10 mrad/h e 0 a 1 mrad/h. O tempo de resposta a 90% do desvio é de  $15s \pm 1$  dentro da gama de 1 mrad/h a 10 mrad/h e 3s sobre todas as outras gamas [Babyline]. Na data das medições este aparelho apresentava um erro intrínseco relativo de 7%.

#### IV.2.4 Materiais utilizados na protecção radiológica da fonte

Para a escolha dos materiais que vão constituir a protecção radiológica da fonte, há que ter em conta a radiação que é emitida directamente da fonte e a radiação originada nas interacções com os componentes do sistema (estrutura, blindagem) e que pode ser classificada em cinco grupos: neutrões rápidos, neutrões epitérmicos, neutrões térmicos, radiação gama primária e radiação gama secundária. No caso da blindagem dos neutrões devem ser utilizados materiais com elevado teor de hidrogénio tais como a água, parafina e polietileno. Uma boa blindagem para neutrões é uma mistura de um bom material moderador e de um bom absorvedor de neutrões térmicos. Por exemplo, o polietileno com boro, devido às suas propriedades físicas e químicas (apresenta elevada densidade de átomos de hidrogénio, é inerte e de fácil manuseio), é um bom material de blindagem. O cádmio também apresenta uma elevada secção eficaz de absorção de neutrões térmicos e, quando associado ao polietileno garante uma boa blindagem. Não é aconselhável o uso de água e de parafina em aplicações industriais pelo facto de a parafina ser inflamável e de poder haver derramamento de água. No capítulo VI serão apresentados os resultados do estudo da distribuição do fluxo de partículas em vários materiais moderadores de neutrões, por forma a ser escolhido, ponderando-se diversos factores, o melhor material a incluir na protecção radiológica da fonte. Os materiais estudados foram a água, a parafina, o polietileno, a parafina com boro e o polietileno envolvido com uma folha de cádmio.

No caso da radiação gama devem ser utilizados materiais com elevado Z, tal como o ferro ou o chumbo [Leo87]. Tratando-se de um sistema de irradiação de uma fonte isotópica de neutrões, a escolha do material para atenuação da radiação  $\gamma$  dependerá do tipo de material moderador utilizado e das dimensões do irradiador. O betão (cimento) é sempre uma boa opção pois combina duas características desejáveis. Para além de uma boa protecção contra a radiação gama promove ainda a moderação dos neutrões. Muitas vezes este material é preferido relativamente ao chumbo ou ao ferro pois a interacção dos neutrões com o ferro ou com o chumbo pode resultar em reacções  $(n, \gamma)$  ou  $(n, n'\gamma)$  e, eventualmente, emissão de raios X.

Além da componente física do problema há que considerar também aspectos económicos. Tenta-se optar pelo material com melhores características desde que o seu custo não seja proibitivo.

A composição e os valores da densidade dos vários materiais moderadores estudados para protecção radiológica da fonte apresentam-se na tabela que se segue. Apresenta-se também a composição e a densidade do cimento por ser o material mais adequado para atenuação da radiação gama no caso da fonte em questão.

	Composição (Z: fracção por peso)	Densidade (g/cm <sup>3</sup> )
Água	H: 0,112 O: 0,888	1,000
Parafina	H: 0,15 C: 0,85	0,930
Polietileno de alta densidade	H: 0,144 C: 0,856	0,941 <sup>1</sup>
Parafina + Boro (5%)	H: 0,14 B: 0,05 ( <sup>10</sup> B: 0,1978, <sup>11</sup> B: 0,8022) [FCar94]; C: 0,81	1,002
Cádmio	Cd: 1	8,650
Betão	H: 0,022    Al: 0,020 C: 0,003    Si: 0,305; O: 0,575    K: 0,010; Na: 0,015    Ca: 0,043; Mg: 0,001    Fe: 0,006	2,800 <sup>2</sup> 2,932 <sup>3</sup>

Tabela 4.1) Valores de densidade e composição de vários materiais da protecção radiológica. Todos estes valores foram retirados do NIST (National Institute of Standards and technology), com algumas excepções: <sup>1</sup> Valor dado pelo fornecedor; <sup>2</sup> Valor calculado de acordo com os dados do fornecedor [Far08]. <sup>3</sup> Densidade do cimento do chão do LMRI. Por falta de dados, adoptou-se um valor ligeiramente superior ao estabelecido pelo NIST. Para áreas controladas o cimento aplicado apresenta muitas vezes uma densidade mais elevada por uma questão de blindagem. Uma densidade superior contribui para uma maior reflexão das partículas. Assim, mesmo que o valor adoptado seja superior ao real, os dados experimentais serão sempre inferiores aos resultados da simulação. Logo do ponto de vista da protecção radiológica esta aproximação é viável.

## IV.3 Métodos de Simulação Monte Carlo

### IV.3.1 Introdução

O uso da simulação com métodos Monte Carlo remonta provavelmente a 1873, quando Hall pretendia obter um método viável para o cálculo da constante  $\pi$ . No entanto, a popularização da técnica e o termo Monte Carlo é normalmente atribuído ao trabalho de J. von Neuman, S. Ulam e E. Fermi durante a 2ª Guerra Mundial.

Ao longo dos anos, os diferentes programas de simulação das interacções de partículas e do transporte da radiação utilizando métodos de Monte Carlo foram sendo gradualmente aperfeiçoados. Actualmente os métodos Monte Carlo são utilizados em diversas áreas da Física Médica em Protecção Radiológica, Radiologia, Radioterapia, Medicina Nuclear e Dosimetria.

Os programas de simulação por métodos Monte Carlo mais utilizados em Física das radiações são o MCNPX (*Monte Carlo Neutron Photon Transport Code*), o EGS (*Electron Gamma Shower*), o GEANT (*Geometry ANd Tracking*) e o PENELOPE (*PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons*).

Nas simulações Monte Carlo do transporte da radiação, a história da partícula é considerada uma sequência aleatória de voos livres que terminam com uma interacção, em que a partícula muda a sua direcção de movimento, perde energia e, ocasionalmente, produz partículas secundárias. A simulação Monte Carlo de um dado arranjo experimental consiste na geração numérica de histórias aleatórias. Para simular estas histórias são necessários, uma sequência de números aleatórios e um “modelo de interacção”, isto é uma série de secções eficazes diferenciais (DCS) para os mecanismos de interacção relevantes. Os DCSs determinam a função de distribuição de probabilidades (PDF) das variáveis aleatórias que caracterizam o trajecto nomeadamente, o livre percurso entre eventos de interacção sucessivos, o tipo de interacção que tem lugar e a perda de energia e deflexão angular num evento particular e, no caso de serem emitidas partículas secundárias, o estado inicial das partículas secundárias emitidas [Sal01]. Em suma, as técnicas de Monte Carlo podem ser definidas como um esquema de duas entradas e uma saída. As entradas são uma fonte de números aleatórios e a adequada distribuição de probabilidades que rege o acontecimento que está a ser analisado. A saída é o resultado da amostragem aleatória da distribuição de probabilidades que é examinada.

O código computacional de Monte Carlo utilizado neste projecto foi o código MCNPX que permite estudar o transporte de fotões e de neutrões num intervalo de energias de  $10^{-11}$  MeV a 100 GeV.

### IV.3.2 Transporte de neutrões e de fotões

A física das interacções dos neutrões, fotões e electrões é a verdadeira essência do MCNP. A maioria dos códigos de Monte Carlo, utilizada no contexto da dosimetria das radiações, pode assumir diferentes modelos de transporte da energia, que estão relacionados com o tipo de partículas consideradas. No caso das interacções dos neutrões com a matéria, quando uma partícula colide com um núcleo, o primeiro processo a considerar é a identificação do nuclido que participa na colisão. Em seguida processa-se a amostragem da velocidade do núcleo alvo, para neutrões de baixas energias. Os fotões são opcionalmente gerados para transporte posterior. Ocorre a modelação da captura neutrónica, ou seja, do desaparecimento do neutrão por qualquer processo terminal. É seleccionada ou a dispersão elástica ou a dispersão inelástica, e a nova energia e direcção dos novos trajectos são determinados. A selecção de uma colisão elástica é feita com recurso à probabilidade dada pela seguinte expressão,  $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{in} + \sigma_{el}} = \frac{\sigma_{el}}{\sigma_T - \sigma_a}$ , onde  $\sigma_{el}$  é a secção eficaz para a dispersão elástica,  $\sigma_{in}$  é a secção eficaz inelástica,  $\sigma_a$  é a secção eficaz de absorção e  $\sigma_T$  é a secção eficaz total ( $\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_{in} + \sigma_a$ ). A selecção de uma colisão inelástica é feita de acordo com a probabilidade  $\frac{\sigma_{in}}{\sigma_T - \sigma_a}$ .

Quando é seleccionado o modo fotão, o programa assume que os electrões gerados através das diferentes interacções depositam a sua energia localmente, o que simplifica bastante o processo de simulação. As interacções dos fotões são assim descritas considerando a função de atenuação exponencial correcta e a distribuição cumulativa correspondente, que são usadas para calcular a distância  $s$  entre interacções num meio (comprimento do trajecto) como,  $s = -\lambda \ln(1 - \varsigma)$ , onde  $\lambda$  é o livre percurso médio para a energia do fotão no início do trajecto e  $\varsigma$  é um número aleatório uniformemente distribuído compreendido no intervalo  $[0,1[$ .

Determinado o ponto de interacção é utilizado outro número aleatório para determinar o tipo de interacção (efeito fotoeléctrico, dispersão de Compton, produção de pares e dispersão de Rayleigh). Isto é conseguido através do cálculo das razões entre uma única secção eficaz de cada tipo de interacção e a secção eficaz total da interacção.



### IV.3.3 O Código MCNPX

O MCNPX é um programa de simulação que utiliza métodos de Monte Carlo, sendo um dos programas mais utilizado para simulação do transporte de partículas. O código MCNPX consiste numa combinação da versão MCNP4C com o código LAHET (*Los Alamos High – Energy Transport*), que simula o transporte e interacção de nucleões, muões, piões e iões leves [Boz00]. O programa foi escrito em Fortran 90 tendo sido desenvolvido pelo Laboratório Nacional de *Los Alamos*. É uma extensão do código MCNP, o qual é utilizado para o transporte de neutrões, fotões e electrões no intervalo de energias de  $10^{-11}$  MeV a 20 MeV para neutrões, 1 keV a 100 GeV para fotões e de 1 keV a 1 GeV para electrões.

### IV.3.4 Estrutura do programa

No programa MCNPX toda a informação referente à simulação pretendida está inserida num único ficheiro. A terminologia específica do programa permite definir volumes (‘cells’) a partir de intersecções e uniões de zonas do espaço delimitadas por superfícies ou, de formas geométricas tais como cilindros, cubos, esferas entre outras. Assim deve começar-se por descrever as superfícies utilizadas para definir as células que vão compor a geometria do problema e, de seguida, através da carta SDEF deve-se descrever a fonte de radiação, assim como os materiais de cada um dos volumes definidos e, por último, os tallies. Apresenta-se de seguida a estrutura geral do ficheiro que contém os dados de entrada:

```

Título do problema:
Bloco de células – “Cell Cards”
*
Linha em branco
Bloco de superfícies – “Surface Cards”
*
Linha em branco
Bloco de dados – “data cards”
*
    
```

Antes de qualquer simulação, o código realiza diversas verificações na construção do ficheiro que contém os dados de entrada, verificando possíveis erros e, qualquer erro encontrado na estruturação do código é apresentado como erro fatal e, a execução da simulação é interrompida sem que nenhum cálculo seja realizado.

### IV.3.5 Tallies

O tally é um comando que no código MCNPX está associado ao tipo de informação que se pretende extrair da simulação efectuada e que aparece nos ficheiros de saída do programa para ser analisada, histogramada e visualizada, tais como os fluxos de partículas, energia depositada ou dose absorvida no interior de um volume. Na tabela que se segue descrevem-se o tipo de tallies que se podem utilizar em MCNPX e o resultado que se obtém da utilização de cada um deles:

Neutrões	Fotões	Descrição	Unidades do $F_n$	Unidades do $*F_n$
<b>F1:N</b>	F1:P	Corrente numa superfície	Partícula	MeV
<b>F2:N</b>	F2:P	Fluxo numa superfície	Partícula/cm <sup>2</sup>	MeV/cm <sup>2</sup>
<b>F4:N</b>	F4:P	Fluxo numa célula	Partícula/cm <sup>2</sup>	MeV/cm <sup>2</sup>
<b>F5:N</b>	F5:P	Fluxo num ponto de um detector	Partícula/cm <sup>2</sup>	MeV/cm <sup>2</sup>
<b>F6:N</b>	F6:P	Energia depositada ao longo de um percurso	MeV/g	Jerks/g
<b>F7:N</b>	F7:P	Energia de cisão depositada numa célula	Pulsos	MeV
<b>F8:N</b>	F8:P	Energia depositada em pulsos num detector	Pulsos	MeV

Tabela 4.2) Tallies disponíveis no programa MCNPX.

Ao longo deste projecto foram utilizados os tallies F2, F4 e F6. Os tallies F2 e F4 permitem obter o fluxo médio numa superfície ou num volume, respectivamente. O resultado surge em partícula / cm<sup>2</sup>. Para que o resultado final seja o equivalente de dose ambiente são aplicadas as instruções DE e DF. A instrução DE (*dose energy*) permite introduzir valores de energia para os quais estão definidos coeficientes de conversão de fluxo para equivalente de dose ambiente, para os dois tipos de radiação (neutrões e fotões). Estes coeficientes são introduzidos na instrução DF (*dose function*) que através de uma interpolação logarítmica aplica os coeficientes de conversão para partículas de qualquer energia desde que compreendida entre o valor mínimo e o valor máximo de energia da instrução DE. Os valores das energias e coeficientes de conversão correspondentes para neutrões e para fotões utilizados nas simulações foram retirados da publicação 74 da ICRP (anexo 2). Como resultado da aplicação das instruções DE e DF é possível obter o valor de equivalente de dose ambiente em unidades de pSv por partícula emitida pela fonte. O fluxo de partículas é definido como  $\Phi(\vec{r}, E, t) = vN(\vec{r}, E, t)$ , onde  $v$  é a velocidade da partícula e  $N$  é a densidade de partículas que é igual ao peso da partícula por unidade de volume. Sabendo-se que  $ds = vdt$ , o fluxo num volume é dado por:

$$F4 = \int_V \int_t \int_E \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V} = \int_v \int_E \int_s N(\vec{r}, E, t) ds dE \frac{dV}{V} = \frac{Wvt}{V} = \frac{WT_l}{V} \left[ \frac{\text{partícula}}{\text{cm}^2} \right]$$

Como  $N(\vec{r}, E, t)$  é a densidade do comprimento do percurso, o MCNPX estima o integral somando os valores de  $\frac{WT_l}{V}$  para todas as partículas na célula, intervalo de tempo e energia. Como o comprimento do percurso  $T_l$  é o numerador, este tally é conhecido como estimativa do comprimento do percurso do fluxo. Esta aproximação é bastante viável porque normalmente há muitos percursos dentro da célula que contribuem para este tally. No caso do tally F2 o fluxo de partículas numa dada superfície é dado pela expressão seguinte:

$$F2 = \int_A \int_t \int_E \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dA}{A} \left[ \frac{\text{partícula}}{\text{cm}^2} \right]$$

O tally F6 permite calcular a deposição de energia ao longo de um percurso, sendo determinado através da equação seguinte:

$$F6 = \frac{\rho_a}{\rho_g} \int_V \int_t \int_E H(E) \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V} \left[ \frac{\text{MeV}}{\text{g}} \right]$$

onde  $\rho_a$  é a densidade atómica (átomo/barn - cm),  $\rho_g$  é a densidade do material ( $\text{g}/\text{cm}^3$ ) e  $H(E)$  é dada por  $\sigma_T(E)H_{avg}(E)$ , onde,  $H_{avg}(E) = \sum_{i=1}^3 p_i(E) \times (E - \bar{E}_{out})$  ( $i=1$  para dispersão coerente,  $i=2$  para produção de pares e  $i=3$  para efeito fotoeléctrico). O resultado do tally F6 surge em  $\text{MeV} / \text{g}$ . Aplicando factores de conversão adequados ( $1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ J}$ ,  $1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 100 \text{ rad}$ ) é possível obter valores de débito de dose absorvida ( $\text{Gy/h}$  ou  $\text{rad/h}$ ). Para todas estas conversões, de F2 e F4 para equivalente de dose ambiente e de F6 para dose absorvida é essencial saber o número de partículas emitidas pela fonte, visto que o resultado surge por partícula emitida pela fonte (secção IV.2.1). [Bri93]

---

## CAPÍTULO V

---

### Validação da Metodologia da Simulação

#### V.1 Introdução

A validação da simulação do sistema de irradiação consiste em demonstrar que os resultados obtidos por simulação estão em concordância com os resultados experimentais obtidos. Este processo é de extrema importância pois nem sempre pode haver uma comparação directa dos resultados da simulação com os resultados experimentais, como acontece com alguns resultados do presente projecto. O protótipo do sistema de irradiação será desenvolvido por simulação por métodos de Monte Carlo, obtendo-se os resultados de dose ao contacto. O objectivo deste capítulo será provar que os resultados obtidos por simulação para o protótipo do sistema de irradiação para a fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  traduzem aquilo que se passará aquando da construção do referido dispositivo sustentando a sua construção.

Em primeiro lugar serão apresentados os valores da simulação e os valores experimentais e uma comparação dos mesmos no caso simples da fonte no ar. Em segundo lugar serão apresentados os resultados obtidos quando a fonte se encontra encerrada num bloco de parafina. O primeiro caso será abordado de forma mais pormenorizada visto que uma adequada descrição da fonte é fundamental, pois a mesma será utilizada em todas as simulações futuras. Além disso, neste primeiro sub - capítulo serão introduzidos e definidos novos conceitos que posteriormente apenas serão mencionados.

#### V.2 Estudo Simples da Fonte de $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ no Ar

##### V.2.1 Estudo de simulação

Como foi referido no capítulo anterior, a fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  consiste numa mistura isotópica de Amerício – 241 e Berílio – 9 encerrada numa cápsula de aço modelo X3 (figura 4.1). Por meio de reacções ( $\alpha, n$ ) são emitidos dois tipos de partículas, fotões gama com

energias compreendidas entre  $\approx 11$  keV e  $\approx 5$  MeV, sendo os fótons de 59,5 keV aqueles que têm uma maior contribuição para a dose efectiva e, neutrões com energias entre  $\approx 2$  MeV e  $\approx 11$  MeV. São estas características que se pretendem reproduzir por métodos de simulação Monte Carlo, por forma a serem conhecidas as doses de radiação a várias distâncias da fonte, sem qualquer tipo de protecção.

Para a simulação da fonte utilizou-se uma aproximação geométrica que consistia essencialmente de dois cilindros. A configuração geométrica utilizada na simulação encontra-se esquematizada na figura seguinte:



Figura 5.1) Vista de frente da geometria utilizada para simular a fonte.

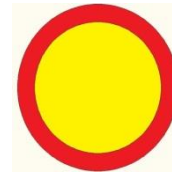


Figura 5.2) Vista de topo da geometria utilizada para simular a fonte.

O cilindro exterior (vermelho) é um cilindro de aço inoxidável (tipo 304L, densidade  $8 \text{ g/cm}^3$ , composição, C: 0,0003, N: 0,001, Mg: 0,02, Si: 0,0075, P: 0,00045, S: 0,0003, Cr: 0,19, Fe: 0,68045, Ni: 0,10 [Car07]) que simula a cápsula da fonte. O cilindro interior é equivalente à porção da fonte onde se encontra a mistura isotópica de Amerício e Berílio. Para os efeitos da presente simulação, conclui-se que não é necessário preencher o cilindro interior com a referida mistura isotópica. Ou seja, o cilindro interior é vazio (vácuo). Para que esta aproximação seja viável, foram introduzidos correctamente os espectros de neutrões e de fótons na carta SDEF (*general source definition*) (anexo 1). A carta SDEF é uma instrução do MCNPX onde são introduzidas todas as propriedades da fonte, como por exemplo a célula correspondente no problema, tipo e energia das partículas emitidas.

Aplicou-se o tally F2 para determinar o débito de equivalente de dose ambiente ( $\dot{H}^*(10)$ ), para a radiação neutrónica. O resultado do tally F2 surge em unidades de partícula/ $\text{cm}^2$ , por partícula emitida pela fonte. Como se pretende obter o valor de  $\dot{H}^*(10)$  aplicaram-se no próprio input (instruções DE e DF) coeficientes de conversão adequados. Incluindo os coeficientes de conversão referidos, o resultado surge em pSv por partícula emitida pela fonte. Para que o resultado final venha em unidades de  $\mu\text{Sv/h}$ , basta multiplicar o resultado do tally (pSv) pelo número de partículas que são emitidas pela fonte ( $2,3 \times 10^6 \frac{\text{neutrões}}{\text{s}} \times 3600 \frac{\text{s}}{\text{h}}$ ). Aplicou-se o tally F6 para determinar o débito de dose absorvida ( $\dot{D}$ ),

para a radiação gama. O resultado do tally F6 é devolvido em unidades de MeV/g por partícula emitida pela fonte. Para passar o resultado para unidades de  $\dot{D}$  aplicam-se vários factores de conversão, nomeadamente  $1\text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19}\text{ J}$ ,  $1\text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$  e  $1\text{ Gy} = 100\text{ rad}$ . O resultado final é multiplicado pelo número de fotões emitidos pela fonte (6000 + 0,7 por cada neutrão emitido).

Em cada simulação foi utilizado um grande número de partículas pelo que as incertezas associadas aos valores obtidos são muito reduzidas.

Atendendo a que, pretende-se determinar as doses de radiação gama e de radiação neutrónica a várias distâncias da fonte, o importante será considerar correctamente todas as partículas que resultam das reacções ( $\alpha, n$ ) no interior da fonte. Na tabela 5.1 são apresentados os valores de  $\dot{H}^*(10)$  para a radiação neutrónica e de  $\dot{D}$  para a radiação gama para várias distâncias em relação à fonte:

	Radiação Neutrónica	Radiação Gama	Radiação Gama
Distância à fonte (cm)	$\dot{H}^*(10)$ ( $\mu\text{Sv/h}$ )	$\dot{D}$ ( $\mu\text{Gy/h}$ )	$\dot{D}$ (mRad/h)
50	102,8	32,7	3,27
100	25,8	8,8	0,88
150	11,5	4,2	0,42
200	6,5	1,9	0,19

Tabela 5.1) Valores de débito de equivalente de dose ambiente e de débito de dose absorvida, para a radiação neutrónica e para a radiação gama, respectivamente, para várias distâncias à fonte.

As figuras seguintes permitem uma visualização gráfica da variação destas grandezas em função da distância:

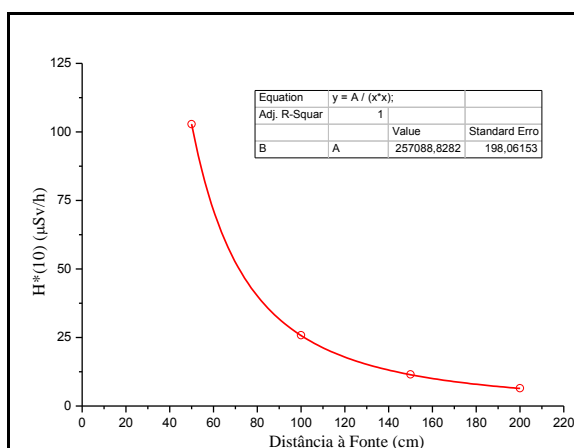


Figura 5.3) Variação do débito de equivalente de dose ambiente devido à radiação neutrónica, em função da distância à fonte.

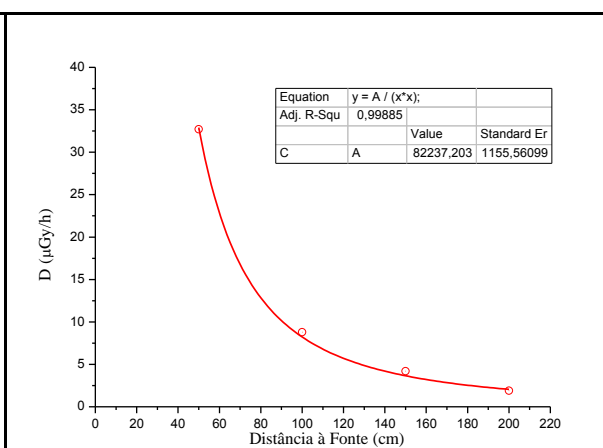


Figura 5.4) Variação do débito de dose absorvida devido à radiação gama, em função da distância à fonte.

Observando o gráfico da figura 5.3, verifica-se que o débito de equivalente de dose ambiente devido aos neutrões decresce com o aumento da distância à fonte. Aos dados obtidos foi ajustada uma função do inverso do quadrado da distância ( $\frac{A}{x^2}$ ,  $A$  constante). Como se pode observar os resultados do ajuste são bastante razoáveis pelo que se deduz que o decréscimo do  $\dot{H}^*(10)$  com o aumento da distância à fonte segue a lei do inverso do quadrado da distância. Quanto aos fotões, figura 5.4, verifica-se que a dose absorvida no ar decresce com o aumento da distância à fonte. Pelos motivos anteriormente expostos conclui-se também que essa atenuação segue a lei do inverso do quadrado da distância. Os resultados obtidos estão de acordo com os fundamentos teóricos.

## V.2.2 Resultados Experimentais

Durante a realização das medidas experimentais a fonte foi suspensa no ar. As medições dos valores de dose foram feitas para várias distâncias em relação à fonte: 50 cm, 100 cm, 150 cm e 200 cm. Foram realizadas para cada distância 10 medições e a incerteza associada é calculada para  $k=2^3$ . Utilizaram-se como instrumentos de medida o Babyline 31A, para cálculo do débito de dose absorvida devido à radiação gama emitida pela fonte e o Victoreen 190 N, para cálculo do débito de equivalente de dose ambiente devido aos neutrões. Os equipamentos detectores foram posicionados ao nível da fonte para as distâncias mencionadas, aquando da realização das medições.

Os valores obtidos experimentalmente encontram-se na tabela seguinte:

	Radiação Neutrónica	Radiação Gama	Radiação Gama
Distância à fonte (cm)	$\dot{H}^*(10)$ ( $\mu\text{Sv/h}$ )	$\dot{D}$ ( $\mu\text{Gy/h}$ )	$\dot{D}$ (mRad/h)
50	$103,6 \pm 7,6$	$32,7 \pm 7,6$	$3,27 \pm 0,76$
100	$25,0 \pm 0,6$	$9,5 \pm 1,3$	$0,95 \pm 0,13$
150	$12,6 \pm 2,0$	$5,0 \pm 0,8$	$0,45 \pm 0,08$
200	$5,8 \pm 1,2$	$2,0 \pm 0,6$	$0,20 \pm 0,06$

Tabela 5.2) Valores de débito de equivalente de dose ambiente e de débito de dose absorvida, para a radiação neutrónica e para a radiação gama, respectivamente, para várias distâncias à fonte.

As figuras que se seguem ilustram graficamente a variação destas grandezas em função da distância:

<sup>3</sup> A incerteza referida é a incerteza expandida,  $U$ , que resulta da multiplicação da incerteza padrão combinada,  $u_c$ , por um factor  $k$ . A incerteza padrão combinada é o desvio padrão associado com o resultado. A escolha de  $k$ , que é normalmente 2 ou 3, é fundamentada na probabilidade de cobertura ou nível de confiança requerido para o intervalo em questão.

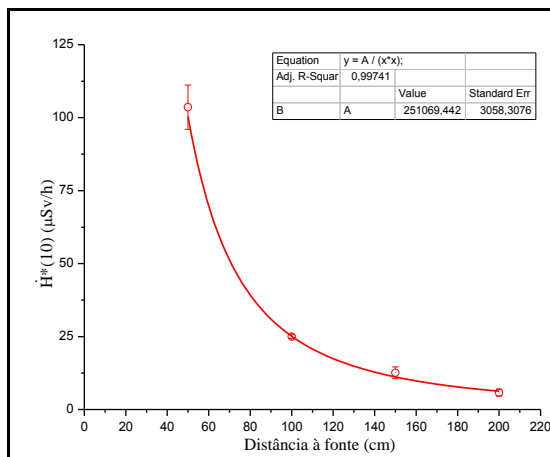


Figura 5.5) Variação do débito de equivalente de dose ambiente devido à radiação neutrônica, em função da distância à fonte.

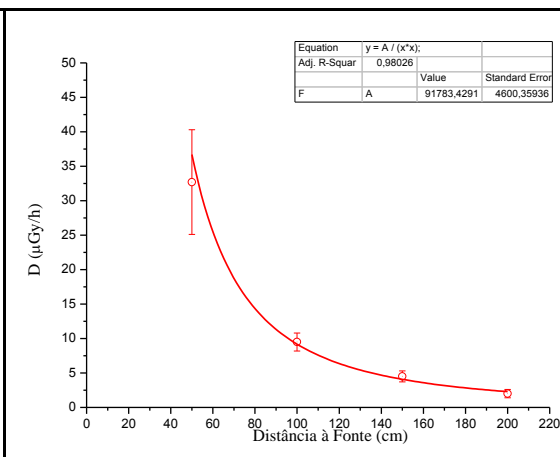


Figura 5.6) Variação do débito de dose absorvida devido à radiação gama, em função da distância à fonte.

Observando os gráficos das figuras anteriores verifica-se que tanto o  $\dot{H}^*(10)$  como o  $\dot{D}$  decrescem com o aumento da distância à fonte, seguindo este decaimento a lei do inverso do quadrado da distância, visto o ajuste de uma função do inverso do quadrado da distância ter-se mostrado bastante razoável. As mesmas conclusões foram obtidas para os resultados da simulação (figuras 5.3 e 5.4).

### V.2.3 Comparação entre os resultados da simulação e os resultados experimentais

Por comparação dos valores de  $\dot{H}^*(10)$  e de  $\dot{D}$  que se encontram nas tabelas 5.1 e 5.2, verifica-se que os resultados da simulação e que os resultados experimentais são semelhantes. Os resultados obtidos por simulação estão dentro do intervalo de confiança associado aos valores de dose experimentais para cada distância. Posto isto, conclui-se que os resultados obtidos são viáveis do ponto de vista da protecção radiológica e que os dados experimentais validam os resultados da simulação. A análise dos gráficos da figura seguinte permitirá verificar, de forma mais evidente, a veracidade das afirmações anteriores:



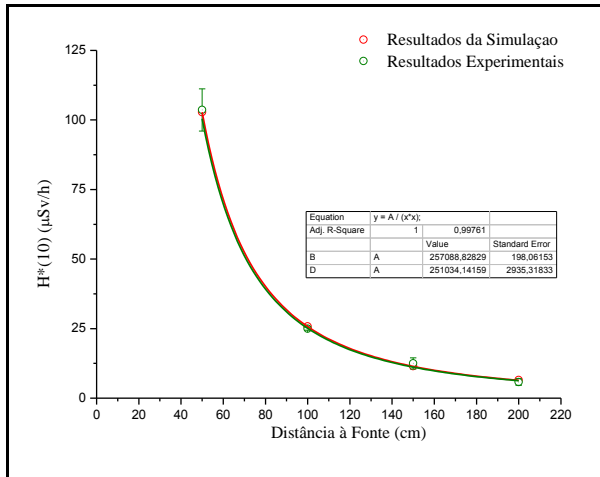


Figura 5.7) Variação do débito de equivalente de dose ambiente devido à radiação neutrónica, em função da distância à fonte.

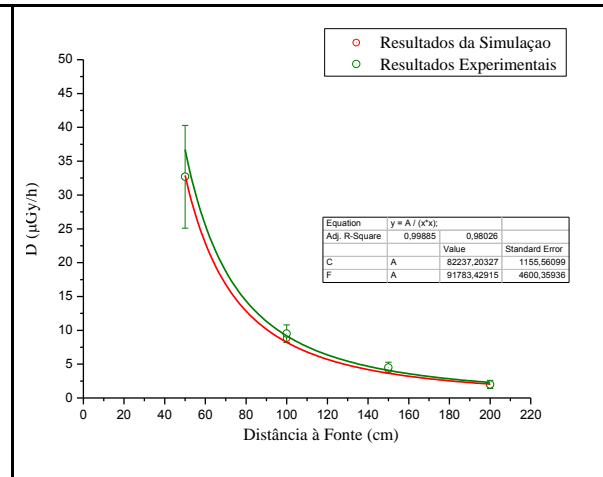


Figura 5.8) Variação do débito de dose absorvida devido à radiação gama, em função da distância à fonte.

### V.3 Estudo da fonte de $^{241}\text{Am}$ – $^9\text{Be}$ encerrada num bloco de parafina

Neste sub – capítulo serão apresentados os resultados da simulação da fonte isotópica de neutrões no interior de um bloco de parafina (composição e densidade indicadas na tabela 4.3) revestido por uma fina película de alumínio (1 mm). O bloco rectangular de parafina apresenta dimensões de 34,5 cm x 23,4 cm x 23,4 cm, apresentando um furo central onde encaixa um tubo de PVC com 2,2 cm de diâmetro interior e 3 mm de espessura, por onde a fonte passa. A geometria da simulação encontra-se esquematizada na figura que se segue:

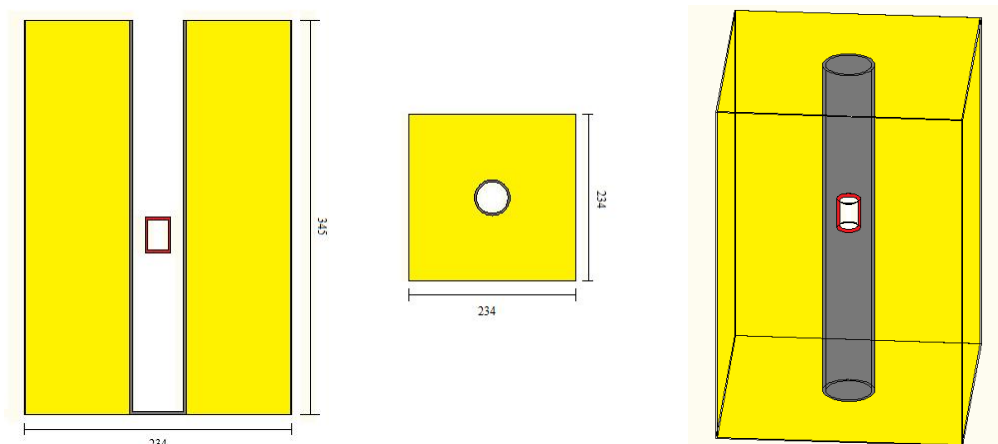


Figura 5.9) Esquematização da fonte encerrada no interior do contentor de parafina. Geometria utilizada na simulação. Medidas em mm.

Pretende-se obter os valores de débito de dose absorvida devidos aos fotões para poderem ser comparados com os valores de dose fornecidos pelo Babyline. Para tal aplica-se o tally F6 e os factores de conversão descritos anteriormente. Para obter os valores de débito de equivalente de dose ambiente para possível comparação com os valores fornecidos pelo Victoreen 190 N (neutrões) e pelo Victoreen 451 P (fotões), aplicou-se o tally F4 que fornece o fluxo num dado volume.

Experimentalmente, os detectores foram apoiados no chão devido ao facto de a dose em torno do dispositivo ser muito elevada, pretendendo-se minimizar o tempo de exposição. Este pormenor foi tomado em consideração na simulação, indo ao encontro do objectivo da presente simulação, o de mimetizar um procedimento experimental por forma a ser possível uma comparação viável dos resultados experimentais e dos resultados da simulação.

Na tabela que se segue são apresentados os resultados da simulação e os resultados experimentais para a situação descrita. Para cada detector foram realizadas 10 medições. A incerteza associada aos resultados experimentais é a incerteza expandida, com  $k=2$ . Aos valores da simulação não está associada qualquer incerteza dado que em cada simulação foi utilizado um grande número de partículas pelo que as incertezas obtidas são muito reduzidas.

	Radiação $\gamma$		Neutrões
	Dose Absorvida, $\dot{D}$ (mRad/h)	$\dot{H}^*(10)(\frac{\mu Sv}{h})$	$\dot{H}^*(10)(\frac{\mu Sv}{h})$
Valor Experimental	9,7 $\pm$ 0,6	90,0 $\pm$ 28,8	170,1 $\pm$ 23,5
Valor de Simulação	8,5	89,0	179,0

Tabela 5.3) Valores de  $\dot{D}$  e de  $\dot{H}^*(10)$  experimentais e de simulação para a radiação gama e para os neutrões.

Analisando os dados da tabela anterior, verifica-se que os resultados da simulação são muito semelhantes aos obtidos experimentalmente, coincidindo com os intervalos de confiança associadas aos valores de dose para cada detector. Esta afirmação não se aplica ao valor de dose absorvida para a radiação gama. No entanto, a discrepância obtida é baixa e aceitável do ponto de vista da protecção radiológica.

O bom acordo entre os resultados obtidos valida as simulações efectuadas, assim como a metodologia da aplicação dos coeficientes de conversão.

---

## CAPÍTULO VI

---

### Estudo da Distribuição dos Fluxos de Neutrões e de Fotões na Blindagem do Sistema de Irradiação

#### VI.1 Introdução

O estudo de vários materiais candidatos a constituírem a blindagem da fonte de  $^{241}\text{Am}$  –  $^9\text{Be}$  está focado na determinação do fluxo de neutrões (térmicos, epitérmicos e rápidos) e de fotões (radiação gama primária e radiação gama secundária) e sua variação com a distância à fonte. Os resultados obtidos permitem uma compreensão do modo como se vai modificando o fluxo de partículas e aponta a direcção a seguir neste trabalho e que passa pela escolha dos materiais que vão constituir a protecção radiológica da fonte. Este capítulo divide-se assim em duas partes. Numa primeira parte será estudado o fluxo de partículas para vários materiais moderadores de neutrões, nomeadamente a água, a parafina e o polietileno. A moderação dos neutrões rápidos nestes materiais, que apresentam uma elevada percentagem de hidrogénio, dá origem a neutrões epitérmicos e térmicos. Deste modo, numa segunda parte serão introduzidos e estudados materiais com elevada secção eficaz de absorção de neutrões térmicos, nomeadamente a parafina com boro (5%) e o polietileno com cádmio.

#### VI.2 Geometria da Simulação

Para estudar o modo como varia o fluxo de partículas, nomeadamente as transferências de energia dos neutrões para a matéria centramo-nos no que acontece ao fluxo de neutrões (rápido, epitérmico e térmico) e ao fluxo de fotões quando a fonte é envolvida por vários tipos de materiais moderadores. O objectivo será o estudo de diferentes materiais moderadores de neutrões e avaliação da sua eficiência na blindagem da fonte de  $^{241}\text{Am}$  –  $^9\text{Be}$ .

A configuração geométrica utilizada na simulação encontra-se esquematizada na figura 6.1. Para estudar a eficiência dos vários materiais considera-se que a fonte está inserida num

tubo de PVC (*polyvinyl chloride*, densidade=1,406 g/cm<sup>3</sup> [NIST]) com 2 cm de raio interior e 0,2 cm de espessura. Por sua vez, este tubo de PVC é envolvido pelo material em estudo. A fronteira exterior é uma superfície cilíndrica com 35 cm de raio. A altura considerada foi de 40 cm com a fonte colocada no centro (20/20). As densidades e as composições dos materiais estudados encontram-se na tabela 4.3.

Foram definidas conceptualmente várias superfícies cilíndricas no interior do material com raios de 2,5, 3,5, 4,5, 5,5, 10,5, 15,5, 20,5, 25,5, 27,5, 30 e 35 cm (superfície exterior) de forma a poder ser avaliada a distribuição dos fluxos de neutrões rápidos, térmicos e epitérmicos e dos fluxos de radiação gama primária e de radiação gama secundária em função da distância.

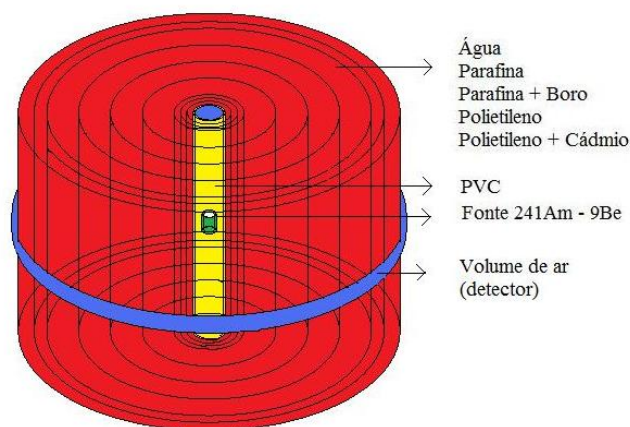


Figura 6.1) Geometria da fonte encerrada no interior de um cilindro preenchido com vários tipos de materiais.

## VI.3 Estudo de Materiais com Elevada Percentagem de Hidrogénio: Água, Parafina e Polietileno

### VI.3.1 Distribuição do fluxo de neutrões térmicos

Foram estudadas as distribuições do fluxo de neutrões térmicos em cada uma das superfícies representadas na figura 6.1 e para cada um dos materiais moderadores referidos. Para o cálculo do fluxo de neutrões foi utilizado o tally F2:N, que fornece o fluxo médio numa superfície (partículas/cm<sup>2</sup>). Nestas simulações foi considerado um grande número de histórias o que providenciou incertezas relativas muito pequenas (<1%). No caso dos neutrões a energia de corte por defeito é de 10<sup>-11</sup> MeV. O fluxo foi determinado para um intervalo de energias que vai desde a energia de corte até 500 meV. [Diaz03], [Fil05]

Os gráficos das figuras 6.2 e 6.3 representam a distribuição do fluxo de neutrões térmicos para algumas das superfícies representadas na figura 6.1, para o polietileno e para a parafina, respectivamente. Aos valores de fluxo obtidos foi ajustada uma equação de Maxwell,

$$\phi(E, \vec{r}) = \frac{1}{(kT)^2} \phi_0(\vec{r}) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$$

como se pode verificar nos gráficos ( $A = kT$ ,  $B = \phi_0(\vec{r})$ ,  $x = E$ ). Atendendo à qualidade do ajuste podemos concluir que o fluxo de neutrões para as várias superfícies segue distribuições Maxwellianas. Estas curvas apresentam um máximo cuja intensidade vai diminuindo com o aumento da distância à fonte. Para superfícies mais próximas da fonte, o valor máximo do fluxo surge para uma energia de  $\approx 25$  meV. O espectro de Maxwell caracteriza-se por um equilíbrio termodinâmico dos neutrões com os átomos do moderador. No entanto, a temperatura neutrónica é tanto maior quanto maior for a absorção. Assim para superfícies mais afastadas da fonte ocorre um aumento da temperatura neutrónica o que justifica o facto do valor máximo do fluxo para a superfície mais exterior, a 35 cm da fonte, surgir para um valor de  $E$  ( $E=kT$ ) ligeiramente superior, cerca de 30 meV.

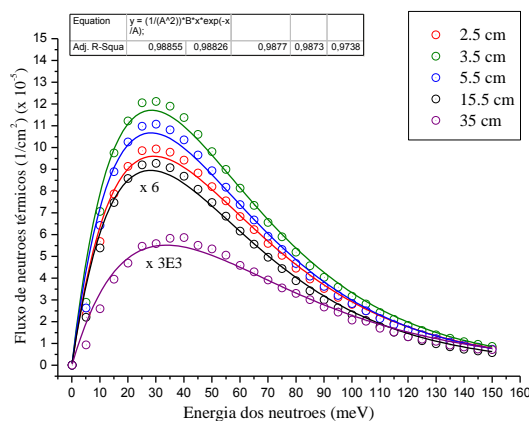


Figura 6.2) Distribuição do fluxo térmico de neutrões para as superfícies a 2,5, 3,5, 5,5, 15,5 e 35 cm da fonte, no caso do polietileno de alta densidade.

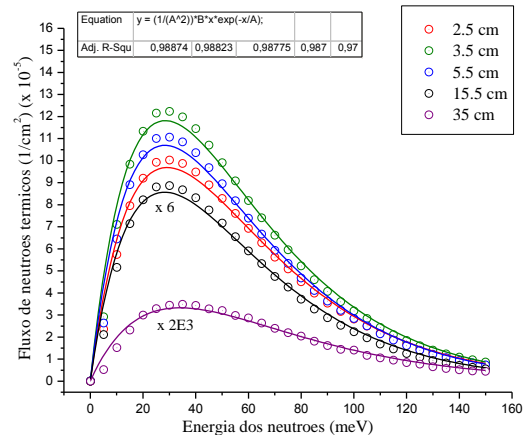


Figura 6.3) Distribuição do fluxo térmico de neutrões para as superfícies a 2,5, 3,5, 5,5, 15,5 e 35 cm da fonte, no caso da parafina.

Com o aumento da distância à fonte, para distâncias superiores a 3,5 cm, a intensidade do fluxo térmico diminui. Para a compreensão do modo como varia o fluxo ao longo do material moderador faz-se uma comparação dos valores máximos do fluxo térmico para três superfícies: a superfície a 3,5 cm da fonte, onde o fluxo é mais intenso, a superfície a 15,5 cm, por ser uma superfície central e a superfície a 35 cm, por ser a mais exterior. Analisando o

gráfico da figura 6.2 verifica-se que o valor máximo do fluxo térmico a 3,5 cm da fonte é de  $1,21 \times 10^{-4}$  partículas/cm<sup>2</sup> e a 15,5 cm da fonte,  $1,55 \times 10^{-5}$  partículas/cm<sup>2</sup>. Assim, quando se aumenta a distância em relação à fonte de 3,5 cm para 15,5 cm, o fluxo sofre uma diminuição de cerca de uma ordem de grandeza. Para a parafina (figura 6.3) os resultados são idênticos, passando o valor máximo do fluxo de  $1,22 \times 10^{-4}$  partículas/cm<sup>2</sup> para  $1,48 \times 10^{-5}$  partículas/cm<sup>2</sup> entre estas duas superfícies. Conclui-se assim, que estes materiais apresentam características muito semelhantes, o que advém do facto da sua composição química e densidade serem muito próximas (tabela 4.3). Na superfície mais exterior (a 35 cm da fonte) o fluxo é cerca de 3 ordens de grandeza mais baixo do que o fluxo na superfície a 15,5 cm da fonte, tanto para o polietileno como para a parafina ( $1,96 \times 10^{-8}$  partículas/cm<sup>2</sup> para o polietileno e  $1,74 \times 10^{-8}$  partículas/cm<sup>2</sup> para a parafina). Os resultados obtidos estão de acordo com os resultados de estudos semelhantes. [Oli90], [Lam02]

O espectro de Maxwell, só é possível para meios não absorventes (ou pouco absorventes), onde as interações são consideradas exclusivamente do tipo dispersivo [Oli95]. No caso da água, sendo este material absorvente, não pode ser ajustado ao fluxo de neutrões térmicos um espectro de Maxwell. Como se pode verificar no gráfico da figura seguinte, a distribuição do fluxo de neutrões térmicos para a água difere daquela observada para o polietileno e para a parafina.

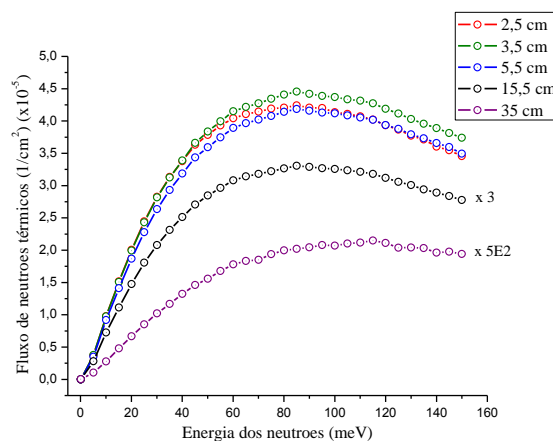


Figura 6.4) Distribuição do fluxo térmico de neutrões para as superfícies a 2,5, 3,5, 5,5, 15,5 e 35 cm da fonte, no caso da água.

Tal como foi deduzido para o polietileno e para a parafina, também no caso da água, a partir de uma determinada distância (3,5 cm), ocorre uma diminuição do fluxo de neutrões térmicos em função da distância. No entanto, neste caso não há uma diferença tão significativa entre o valor máximo do fluxo a 3,5 cm e a 15,5 cm da fonte. O fluxo passa de  $4,45 \times 10^{-5}$  partículas/cm<sup>2</sup> para  $1,10 \times 10^{-5}$  partículas/cm<sup>2</sup>. Na superfície mais exterior o fluxo é

cerca de duas ordens de grandeza inferior ao valor do fluxo na superfície a 15,5 cm da fonte ( $4,30 \times 10^{-8}$  partículas/cm<sup>2</sup>).

Apesar de não serem apresentados os gráficos da distribuição do fluxo de neutrões térmicos para todas as superfícies representadas na figura 6.1, verificou-se que havia uma diminuição do fluxo com o aumento da distância (figura 6.5), mantendo-se a mesma forma da distribuição para todas as superfícies. O mesmo se aplica às distribuições do fluxo de neutrões térmicos no caso do polietileno e da parafina.

Analisando os gráficos das figuras 6.2, 6.3 e 6.4 verifica-se que ocorre um aumento do fluxo térmico quando se passa da superfície a 2,5 cm da fonte para a superfície a 3,5 cm. Isto ocorre porque há moderação de neutrões rápidos, sendo necessários apenas 18 choques para que um neutrão rápido com  $\approx 2,2$  MeV atinja energias na ordem das energias térmicas [Kra88]. Por sua vez, os neutrões térmicos irão ser absorvidos por reacções (n,  $\gamma$ ) o que provocará uma diminuição do fluxo. Este efeito é visível para distâncias superiores a 3.5 cm (figura 6.5).

O gráfico que se segue representa a variação do fluxo térmico total em função da distância para os três materiais estudados:

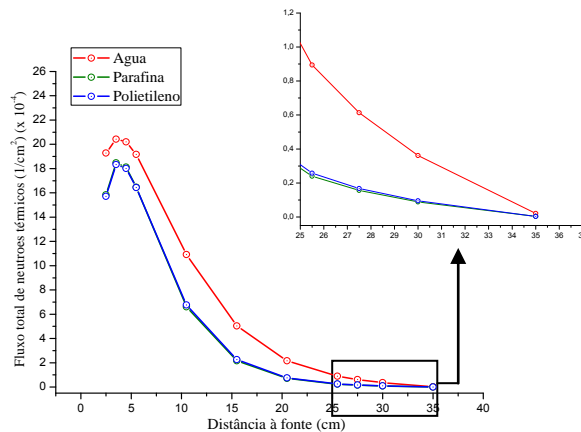


Figura 6.5) Distribuição do fluxo total de neutrões térmicos em função da distância à fonte.

Embora a distribuição do fluxo de neutrões térmicos para todas as superfícies analisadas apresente um máximo mais intenso no caso do polietileno e da parafina por comparação com a água, para energias mais elevadas (>25 meV e <150 meV) o fluxo de neutrões térmicos é superior para a água. Por este motivo, o fluxo total de neutrões térmicos é mais elevado para a água. No seguimento dos resultados obtidos podemos concluir que o polietileno e a parafina são melhores materiais moderadores. Os resultados obtidos estão de acordo com os resultados de estudos semelhantes [Devan05], [Lam02], [JC08].

Como se referiu anteriormente, a intensidade do fluxo de neutrões térmicos diminui com a distância à fonte, apresentando valores muito baixos na superfície mais exterior, a 35 cm da fonte. Para reduzir o fluxo de neutrões térmicos até valores próximos de zero seria necessário envolver a fonte com pelo menos 25 cm de material moderador. Um estudo mais pormenorizado para dedução da distância que as partículas da fonte têm que percorrer no material moderador para que a dose ao contacto seja inferior ao limite recomendado pelas normas internacionais e nacionais, será apresentado no capítulo VII.

### VI.3.2 Distribuição do fluxo de neutrões epitérmicos e rápidos

Foram estudadas as distribuições do fluxo de neutrões epitérmicos e sua variação com a distância à fonte. Para o cálculo do fluxo de neutrões epitérmicos foi utilizado o tally F2:N, tendo sido determinado o fluxo para uma gama de energias que vai desde os 500 meV até os 0,5 MeV ([Cib07], [Fil05]). O gráfico da figura que se segue representa a variação do fluxo de neutrões epitérmicos em função da distância. Como se pode verificar, para qualquer um dos três materiais considerados, ocorre diminuição do fluxo de neutrões com o aumento da distância à fonte. O fluxo de neutrões é ligeiramente inferior quando se utiliza polietileno e parafina. O efeito destes materiais na moderação é muito semelhante e mais eficaz do que a água.

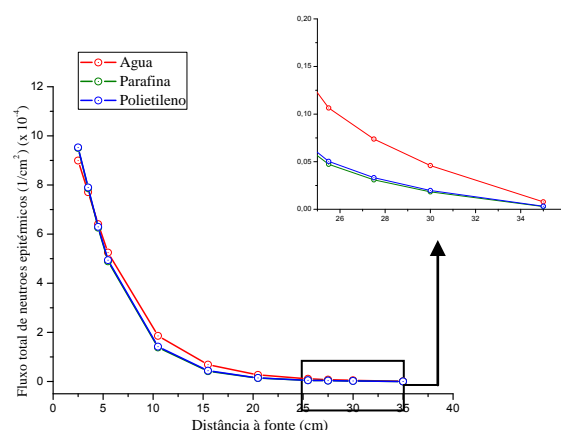


Figura 6.6) Distribuição do fluxo total de neutrões epitérmicos em função da distância à fonte.

A figura que se segue ilustra a variação do fluxo de neutrões rápidos (energias compreendidas entre os 0,5 MeV e os 11 MeV) em função da distância à fonte. Tal como se concluiu para os neutrões epitérmicos, ocorre uma diminuição do fluxo de neutrões rápidos com o aumento da distância à fonte. No entanto, observa-se para os neutrões rápidos um



gradiente mais elevado, o que é justificado pelo facto de os neutrões rápidos essencialmente por mecanismos de dispersão elástica perderem energia e darem origem a neutrões epitérmicos e térmicos. Sendo os neutrões rápidos a fonte de neutrões epitérmicos e térmicos isto justifica o facto de a moderação destas partículas não verificar o inverso do quadrado da distância<sup>4</sup>. No gráfico da figura seguinte ilustra-se graficamente estas afirmações. Verifica-se que multiplicando o quadrado da distância pelo valor do fluxo o resultado não é constante e tal está de acordo com o exposto.

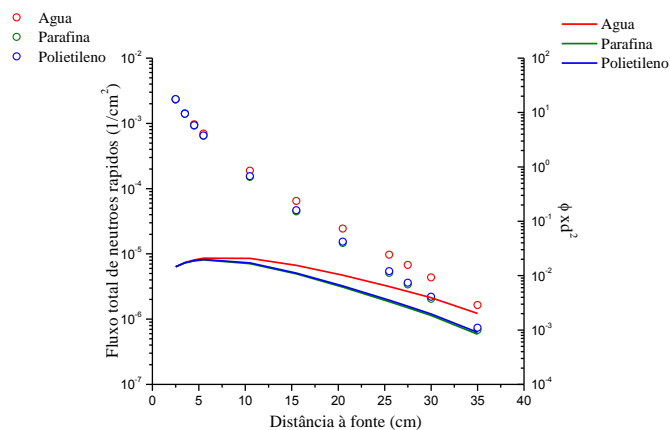


Figura 6.7) Distribuição do fluxo total de neutrões rápidos em função da distância à fonte. As linhas representam o valor do fluxo multiplicado pelo valor da distância ao quadrado.

Analisando o gráfico verifica-se que o comportamento dos três materiais é idêntico, embora para distâncias superiores a 15 cm, o fluxo de neutrões rápidos seja mais intenso para a água. Estes resultados estão de acordo com os obtidos anteriormente. Verifica-se que o fluxo de neutrões rápidos sofre uma diminuição de cerca de quatro ordens de grandeza entre a superfície mais junto à fonte e a superfície mais afastada da fonte.

### VI.3.3 Distribuição do fluxo de radiação gama primária e radiação gama secundária

Foram estudadas as distribuições do fluxo de radiação gama primária e de radiação gama secundária para cada uma das superfícies representadas na figura 6.1 e para cada um dos materiais moderadores referidos. Para o cálculo do fluxo de fótons foi utilizado o tally F2:P. No caso dos fótons, a energia de corte por defeito é de 0,001 MeV. O fluxo foi determinado para uma gama de energias que vai desde a energia de corte até 5 MeV.

<sup>4</sup> Para além disso, o facto de os fluxos serem calculados nas superfícies cilíndricas pode distorcer esta dependência.

A figura que se segue ilustra a variação do fluxo de radiação gama primária em função da distância para a água, parafina e polietileno:

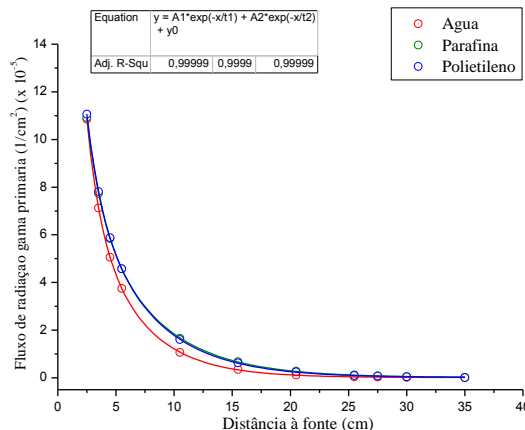


Figura 6.8) Fluxo de radiação gama primária em função da distância.

A atenuação da radiação gama primária na água, parafina e polietileno segue uma lei exponencial. A atenuação exponencial da radiação gama está de acordo com os fundamentos teóricos (lei fundamental da atenuação da radiação gama,  $\Phi = \Phi_0 \exp(-\mu x)$ ). No entanto, à distribuição do fluxo de fótons em função da distância é ajustada uma função que resulta da soma de duas exponenciais, cuja expressão é dada na figura 6.8. A necessidade de um ajuste de duas exponenciais pode ser justificada pelo facto de o feixe de radiação que incide no material não ser um feixe fino. Neste caso ocorrem dispersões de partículas do feixe que serão contabilizadas para o resultado final. O ajuste de uma única exponencial aplica-se apenas a casos ideais em que o feixe de radiação é um feixe colimado, o que não é o caso estudado.

No caso da parafina e do polietileno verifica-se que o fluxo de fótons primários é superior relativamente à água, embora, para distâncias superiores a 25,5 cm o fluxo seja aproximadamente igual para os três materiais. Este comportamento está relacionado com os coeficientes de atenuação dos materiais referidos (anexo 5). Para a água o coeficiente mássico de atenuação linear é ligeiramente superior para o intervalo de energias entre 0,001 MeV e 0,1 MeV (componente predominante no espectro de energias da radiação gama primária).

A radiação gama secundária resulta de interacções dos neutrões com o material da blindagem ou com o equipamento. As interacções principais são aquelas responsáveis pela absorção dos neutrões térmicos, ou seja, reacções do tipo  $(n, \gamma)$ . Nas figuras que se seguem representa-se o fluxo de radiação gama secundária,  $\phi(E)/\Delta E$ , para o polietileno, parafina e água.

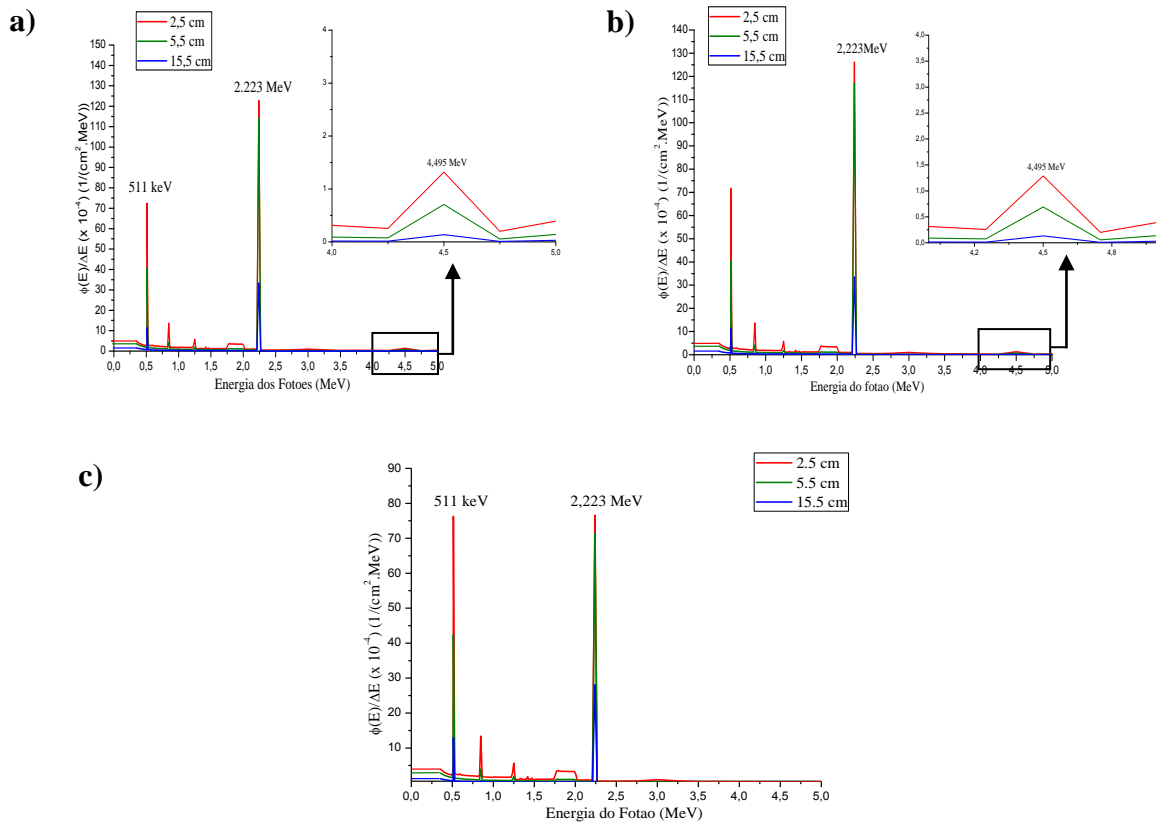


Figura 6.9) Distribuição do fluxo de radiação gama secundária em função da energia do fóton incidente para: Polietileno; b) Parafina; c) Água.

Nos espectros de radiação gama secundária, anteriormente apresentados, existem dois picos de energia mais acentuados a 511 keV e 2,223 MeV. A energia de 2,223 MeV corresponde à energia do fóton emitido pela reacção (n,γ) com o hidrogénio [Oli95]. O pico a 511 keV resulta da aniquilação do par electrão – positrão resultante da produção de pares. No caso da parafina e do polietileno, verifica-se ainda um pico pouco intenso a 4,945 MeV que se deve às reacções de captura neutrónica no carbono. O pico de energia 4,945 MeV é muito menos intenso do que o pico de energia 2,223 MeV. Isto deve-se ao facto de a secção eficaz para as reacções (n,γ) para o hidrogénio ser muito mais elevada do que a correspondente secção eficaz para o carbono, 3,32E-1 barn e 3,37E-3 barn, respectivamente.

Verifica-se ainda um pico de energia de 847,5 keV que resulta das reacções (n,γ) com o cloro presente no PVC.

A intensidade do fluxo de radiação gama secundária diminui com o aumento da distância à fonte. Tal pode ser verificado no gráfico da figura seguinte:

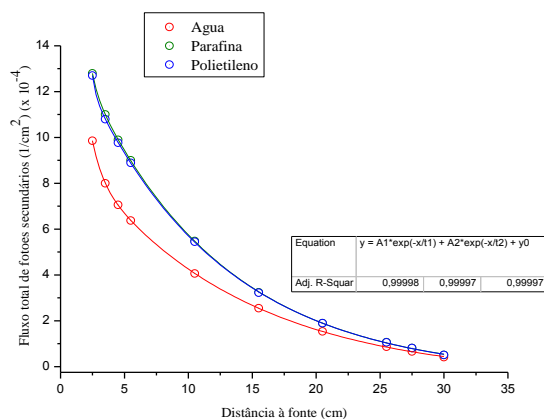


Figura 6.10) Fluxo de radiação gama secundária em função da distância.

A distribuição do fluxo de radiação gama secundária, para ambos os materiais, é modelada por uma soma de duas exponenciais, idêntico ao que acontece com a atenuação da radiação gama primária. Não sendo o feixe de radiação um feixe colimado ocorrem naturalmente dispersões que serão contabilizadas para o resultado final. Justifica-se assim o ajuste de duas exponenciais efectuado.

Verifica-se que no caso da água o fluxo de radiação gama secundária é inferior, para todas as distâncias, relativamente ao caso em que se utiliza a parafina e o polietileno. Estes resultados não estão de acordo com o esperado dado que o fluxo total de neutrões térmicos é superior para a água, como se verifica na figura 6.5. No entanto, a distribuição energética na água não favorece a ocorrência de reacções ( $n, \gamma$ ) contrariamente ao que acontece com o polietileno e com a parafina, como se pode verificar comparando os gráficos das figuras 6.2 e 6.3 com o gráfico da figura 6.4. Assim se justificam os resultados obtidos.

A radiação gama total compreende a radiação gama secundária e a radiação gama primária. O gráfico que se segue ilustra a variação da radiação gama total em função da distância para os três materiais moderadores:

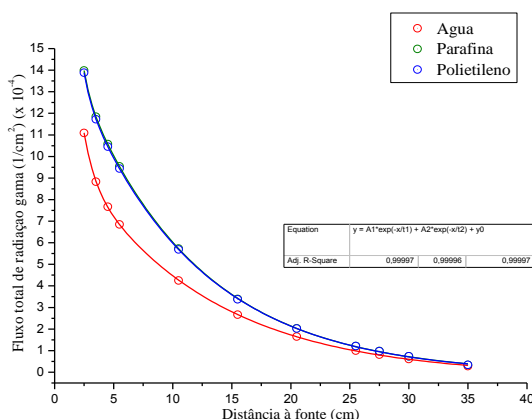


Figura 6.11) Fluxo de radiação gama total em função da distância.

Analisando os gráficos das figuras 6.8, 6.10 e 6.11, conclui-se que a radiação gama secundária tem uma influência predominante para a distribuição da radiação gama total. Novamente se verifica uma atenuação do tipo exponencial, com um ajuste de duas exponenciais e, como seria esperado, um fluxo total de fótons superior no caso da parafina e do polietileno. No caso da superfície mais exterior, a 35 cm da fonte, o fluxo de fótons é muito baixo, cerca de  $2 \times 10^{-5}$  ( $1/\text{cm}^2$ ), para todos os materiais. No entanto, este valor corresponde ao fluxo por partícula emitida pela fonte. A fonte emite cerca de  $13,8 \times 10^9$  fótons por segundo ( $6000 + 0,7$  por cada neutrão emitido). No capítulo VII serão apresentados valores de dose que permitirão escolher a distância de material que as partículas devem percorrer para que os valores de dose estejam dentro dos limites estabelecidos.

#### **VI.4 Estudo de Materiais com Elevada Secção Eficaz de Absorção: Parafina com Boro (5%) e Polietileno com Cádmi.**

Em função dos resultados anteriores e tendo como objectivo a escolha de um material que constitua uma protecção radiológica eficiente da fonte, para além de materiais moderadores de neutrões foram estudados materiais que têm uma dupla funcionalidade. Por um lado moderam os neutrões, por outro, apresentam uma elevada secção eficaz de absorção dos neutrões térmicos que vão sendo criados à medida que os neutrões rápidos emitidos pela fonte atravessam o material (anexo 4). Estes materiais são o cádmio e o boro. O cádmio apresenta uma elevada secção eficaz de absorção dos neutrões térmicos sendo largamente aplicado como filtro destas partículas. No entanto, este material apresenta uma toxicidade elevada, pelo que as directivas europeias limitam o uso do cádmio. Por esse motivo o isótopo  $^{10}\text{B}$  tem sido amplamente aplicado pois apresenta igualmente uma elevada secção eficaz de absorção dos neutrões térmicos. Para estes materiais foram realizados estudos do fluxo de neutrões térmicos, epitérmicos e rápidos e do fluxo de radiação gama primária e radiação gama secundária.

##### **VI.4.1 Distribuição do fluxo de neutrões térmicos**

Foram estudadas as distribuições do fluxo de neutrões térmicos para cada uma das superfícies representadas na figura 6.1 e para as composições parafina com 5 % em massa de boro e polietileno com cádmio.

O gráfico da figura 6.12 ilustra a distribuição do fluxo de neutrões térmicos para algumas das superfícies referidas, para o caso em que a fonte se encontra encerrada num cilindro de polietileno envolvido por uma folha de cádmio com 0,2 mm de espessura. Aos valores do fluxo foi ajustada uma equação de Maxwell (apresentada na secção VI.3.1). O ajuste efectuado permite afirmar que os fluxos de neutrões térmicos para as várias superfícies seguem distribuições Maxwellianas. As funções do fluxo térmico de neutrões não sofrem alterações relativamente aos resultados obtidos para o polietileno (figura 6.2) o que era esperado dado que a geometria do problema é igual. A única diferença é ao nível da superfície a 35,02 cm da fonte, devido à introdução de uma folha de cádmio, que envolve o polietileno. O cádmio como se referiu apresenta uma elevada secção eficaz para a absorção de neutrões térmicos (anexo 4) funcionando com um filtro para estas partículas. Apenas 0,2 mm de espessura é suficiente para fazer baixar o fluxo de neutrões térmicos em cerca de uma ordem de grandeza. Na superfície a 35 cm da fonte o fluxo máximo de neutrões é  $1,92 \times 10^{-8}$  partículas/cm<sup>2</sup> e na superfície a 35,02 cm o valor máximo de fluxo é de  $7,85 \times 10^{-10}$  partículas/cm<sup>2</sup>.

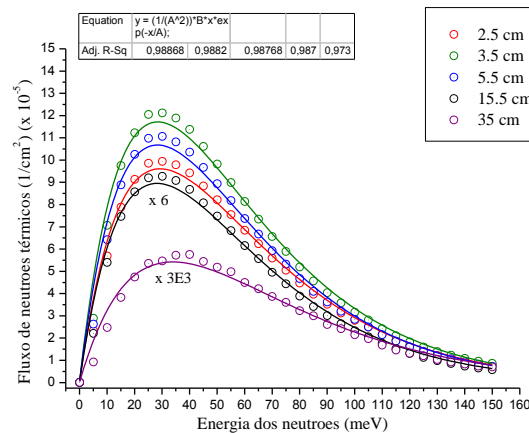


Figura 6.12) Distribuição do fluxo térmico de neutrões para várias distâncias em relação à fonte, quando esta está envolvida com polietileno e cádmio.

No caso da mistura parafina com 5% em massa de boro os resultados diferem bastante daqueles obtidos para a parafina. Quando se adiciona boro à parafina, o seu carácter dispersivo é distorcido devido à elevada secção eficaz de absorção do boro (anexo 4). Por este motivo não é possível ajustar um espectro de Maxwell à distribuição do fluxo de neutrões térmicos como se pode verificar no gráfico da figura que se segue:

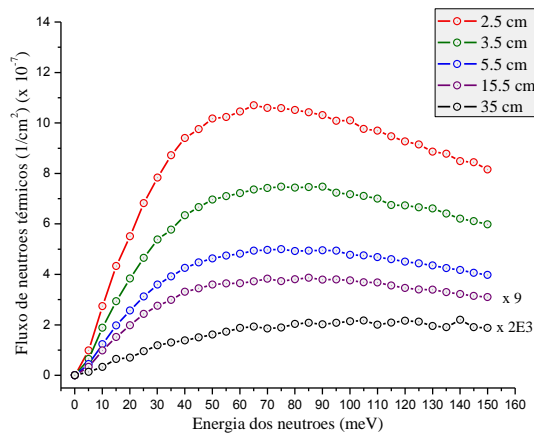


Figura 6.13) Distribuição do fluxo térmico de neutrões na mistura parafina + boro, a várias distância da fonte.

Verifica-se que ocorre sempre diminuição do fluxo térmico com o aumento da distância à fonte, para distâncias superiores a 2,5 cm, ao contrário do que acontecia na parafina onde era verificado um aumento do fluxo de neutrões térmicos quando se passava de 2,5 cm para 3,5 cm em relação à fonte. Constata-se que ocorre uma diminuição brusca do valor máximo do fluxo quando se passa de 2,5 cm para 35 cm. O valor máximo do fluxo a 2,5 cm da fonte é  $1,07 \times 10^{-6}$  partículas/ $\text{cm}^2$  e a 35 cm da fonte é  $1,09 \times 10^{-10}$  partículas/ $\text{cm}^2$ . Portanto, o valor máximo do fluxo é reduzido em cerca de 4 ordens de grandeza entre estas superfícies.

Os gráficos que se seguem representam a variação do fluxo térmico total em função da distância para as duas composições estudadas:

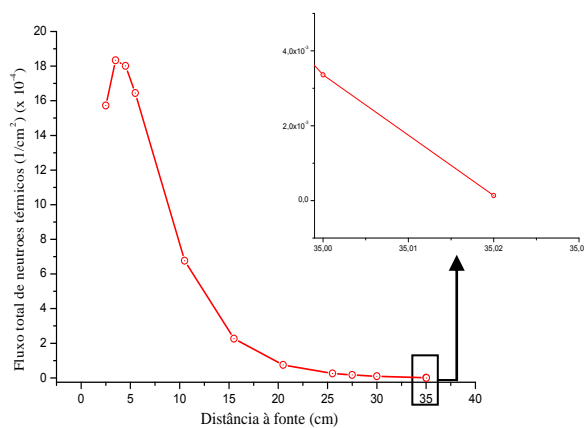


Figura 6.14) Distribuição do fluxo total de neutrões térmicos em função da distância à fonte para a blindagem de polietileno + cádmio.

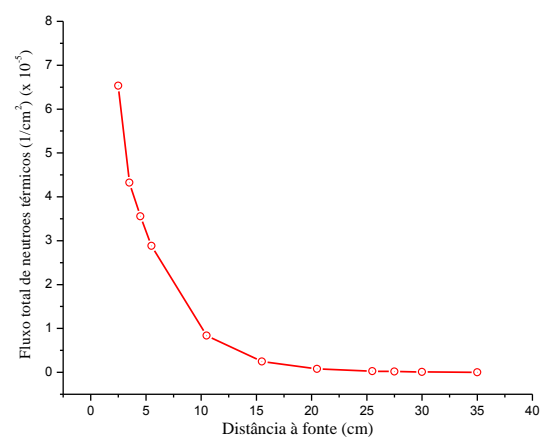


Figura 6.15) Distribuição do fluxo total de neutrões térmicos em função da distância à fonte para a blindagem de parafina + boro.

Quando a fonte está encerrada num bloco de polietileno envolvido com cádmio, na superfície mais exterior (a 35,02 cm da fonte) o fluxo é cerca de  $1,36 \times 10^{-8}$  partículas/cm<sup>2</sup>. No caso em que a fonte é envolvida com a mistura parafina + boro, para a superfície mais exterior, o fluxo térmico é cerca de  $7,41 \times 10^{-9}$  partículas/cm<sup>2</sup>. Estes valores permitem concluir que a parafina com boro apresenta valores mais baixos de fluxo térmico na superfície exterior do material em relação ao polietileno com cádmio. No entanto, qualquer um deles faz baixar o fluxo térmico para valores bastantes baixos.

#### VI.4.2 Distribuição do fluxo de neutrões epitérmicos e rápidos

A figura que se segue representa o fluxo total de neutrões epitérmicos (500 meV a 0,5 MeV) em função da distância à fonte. Como se pode verificar, para os dois materiais considerados, ocorre diminuição do fluxo epitérmico com o aumento da distância à fonte. No caso da parafina com boro o fluxo de neutrões é menos intenso principalmente para distâncias entre os 2,5 e os 15,5 cm da fonte. Para distâncias superiores a 15,5 cm o fluxo de neutrões epitérmicos é semelhante para os dois materiais sendo muito reduzido na superfície a 35 cm da fonte.

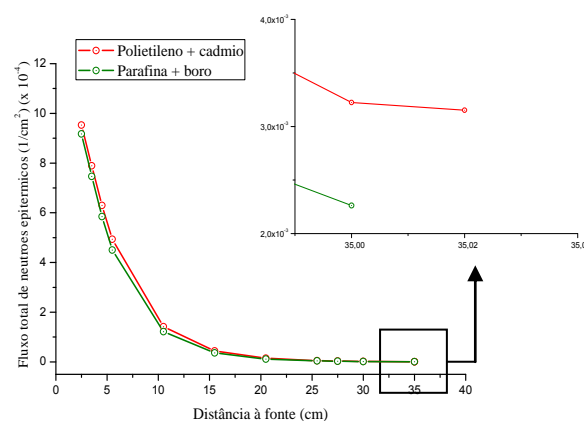


Figura 6.16) Distribuição do fluxo total de neutrões epitérmicos em função da distância à fonte.

A figura que se segue ilustra a variação do fluxo de neutrões rápidos (energias compreendidas entre os 0,5 MeV e os 11 MeV) em função da distância à fonte. Tal como se concluiu para os neutrões epitérmicos, ocorre uma diminuição do fluxo de neutrões rápidos com o aumento da distância à fonte.



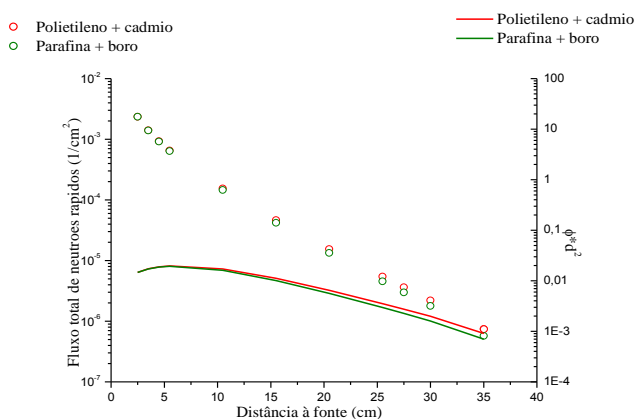


Figura 6.17) Distribuição do fluxo total de neutrões rápidos em função da distância à fonte.

Analisando o gráfico verifica-se que o efeito dos dois materiais na moderação dos neutrões rápidos é idêntica. No entanto, o fluxo é ligeiramente superior para o polietileno + cádmio para distâncias superiores a 20 cm. Verifica-se que ocorre uma diminuição de cerca de quatro ordens de grandeza no fluxo de neutrões rápidos entre a superfície mais junto à fonte e a superfície mais afastada da fonte. Como se tinha concluído anteriormente para o polietileno e para a parafina, a moderação dos neutrões rápidos não segue a lei do inverso do quadrado da distância, pelos motivos já enunciados.

Conclui-se que ambos os materiais apresentam um comportamento semelhante na moderação dos neutrões rápidos e epitérmicos.

Não se verificam alterações relativamente às curvas de atenuação obtidas para a parafina e para o polietileno (figuras 6.6 e 6.7). Tal era previsível dado que o boro e o cádmio apresentam uma secção eficaz de absorção que é tanto menor quanto maior a energia do neutrão e, por este motivo, o fluxo de neutrões (rápidos e epitérmicos) não é muito alterado após atravessar os referidos materiais moderadores.

#### VI.4.3 Distribuição do fluxo de radiação gama primária e radiação gama secundária

Foram obtidas as distribuições do fluxo de radiação gama primária e de radiação gama secundária para cada uma das superfícies representadas na figura 6.1 e para cada um dos materiais moderadores referidos. A figura que se segue ilustra a variação do fluxo de radiação gama primária em função da distância à fonte para a parafina com boro e o polietileno com cádmio:

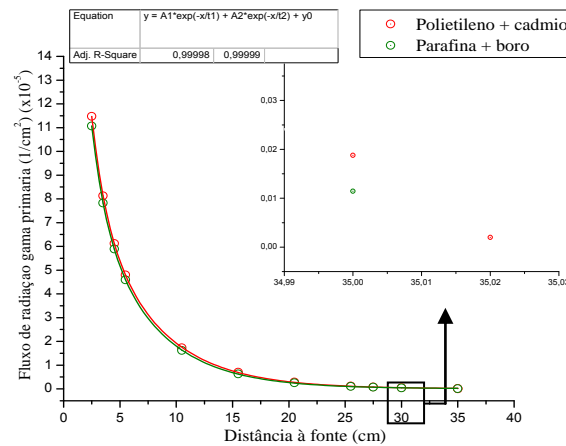


Figura 6.18) Fluxo de radiação gama primária em função da distância.

Comparando com o gráfico da figura 6.8 verifica-se que a atenuação da radiação gama primária nestes materiais é idêntica à atenuação nos materiais parafina e polietileno. Analisando os valores de fluxo correspondentes a cada superfície verifica-se que no caso da mistura parafina com boro, os valores de fluxo são ligeiramente inferiores relativamente ao polietileno com cádmio. Isto deve-se ao facto do coeficiente mássico de atenuação linear para a parafina com boro ser ligeiramente superior ao coeficiente mássico de atenuação linear para o polietileno (anexo 5). O cádmio apresenta um número atómico elevado contribuindo para uma diminuição do fluxo de fótons, como se pode verificar na figura anterior.

Nas figuras que se seguem representa-se o fluxo de radiação gama secundária,  $\phi(E)/\Delta E$ , para algumas das superfícies representadas na figura 6.1, para os materiais parafina com boro e polietileno com cádmio.

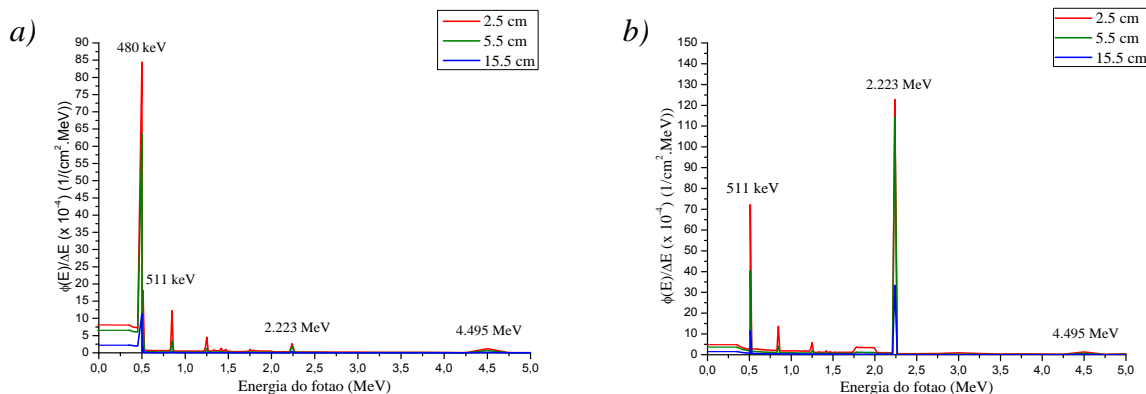


Figura 6.19) Espectro de energia da radiação gama secundária para: a) Parafina + boro; b) Polietileno + cádmio.

Por análise dos espectros obtidos verifica-se a existência de um pico de 2,223 MeV. Este pico é muito menos intenso no caso da parafina com boro. Isto deve-se ao facto de o boro

apresentar uma secção eficaz de absorção para neutrões térmicos mais elevada do que o hidrogénio, 3,838 barn [Malta05]. Logo, a probabilidade de reacções (n, $\gamma$ ) com o hidrogénio aquando da introdução deste elemento é menor o que justifica a menor intensidade deste pico por comparação com o obtido para a parafina. O  $^{10}\text{B}$  ao absorver um neutrão térmico, cria o  $^{11}\text{B}$  em cujo decaimento é emitido um fotão com uma energia de 0,48 MeV [Plo03]. No espectro é possível verificar o pico de energia resultante das reacções de captura no carbono. O pico de energia 4,945 MeV é menos intenso do que o pico de energia 2,223 MeV e isto deve-se ao facto de a secção eficaz de absorção para o hidrogénio ser superior à do carbono, como já foi referido.

Verifica-se que ocorre uma diminuição do fluxo de radiação gama secundária à medida que nos afastamos da fonte. Tal é facilmente constatado no gráfico da figura seguinte:

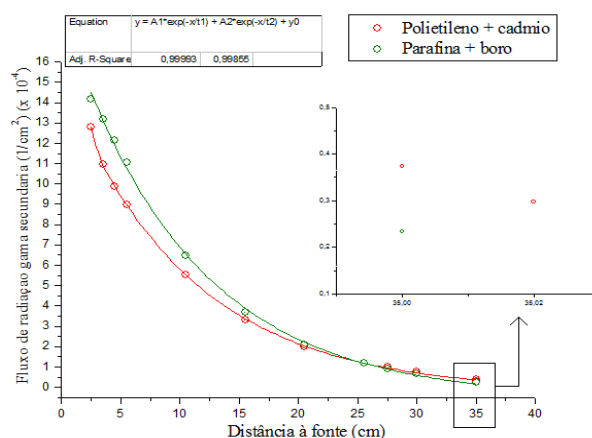


Figura 6.20) Fluxo total de radiação gama secundária em função da distância.

Como se pode verificar o fluxo de radiação gama secundária, para ambos os materiais, decresce de forma exponencial. Verifica-se que no caso da parafina com boro o fluxo de radiação gama secundária é superior, para distâncias inferiores a 25,5 cm, relativamente ao caso em que se utiliza a polietileno com cádmio. Tal deve-se ao facto de o boro apresentar uma secção eficaz de absorção elevada, contribuindo para um aumento das reacções (n,  $\gamma$ ).

A radiação gama total compreende a radiação gama secundária e a radiação gama primária. O gráfico que se segue mostra a variação da radiação gama total em função da distância para os referidos materiais:

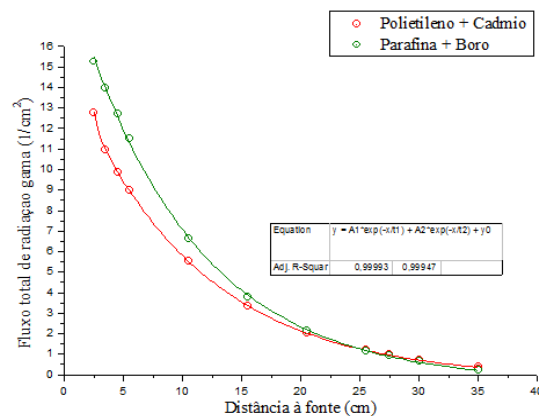


Figura 6.21) Fluxo de radiação gama total em função da distância.

Conclui-se que a radiação gama secundária tem uma influência predominante para o total da radiação gama. A distribuição do fluxo de fótons secundários nestes dois materiais é muito idêntico, embora nas superfícies mais afastadas da fonte, nomeadamente a superfície exterior, a 35 cm da fonte, o fluxo de radiação gama total seja ligeiramente superior para o material polietileno com cádmio.

## VI.5 Discussão – Escolha do Material da Blindagem

Ao longo deste capítulo foram apresentados os resultados do estudo de vários materiais de possível aplicação para a protecção radiológica da fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$ . Após o estudo da distribuição dos fluxos de neutrões térmicos, epitérmicos e rápidos e do fluxo de radiação gama (primária e secundária) para os vários materiais e sua evolução com a distância à fonte, podemos concluir que a melhor protecção de uma fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  é aquela que combina um bom moderador de neutrões e um bom absorvedor de neutrões térmicos e ainda, uma boa atenuação dos fótons. Neste sentido a parafina com boro ou o polietileno, eventualmente com uma folha de cádmio, parecem ser bons candidatos, já que a água como material para aplicação industrial não apresenta garantias de protecção havendo sempre o problema relacionado com a manutenção e a mudança da água. A parafina, como foi referido no capítulo IV, apresenta como desvantagem o facto de ser inflamável não sendo o seu uso aconselhado em aplicações industriais. Para além disso o boro tem um custo muito elevado, mais elevado do que o polietileno. O cádmio apresenta também o problema económico, para além do facto de ser um material tóxico. Atendendo às características destes materiais e ponderando os factores económicos, o material escolhido neste projecto para a protecção da

fonte é o polietileno (com ou sem cádmio). Apenas estudos posteriores poderão ajudar a tomar uma decisão quanto à aplicação ou não deste material.

---

## CAPÍTULO VII

---

### Optimização das Dimensões do Sistema de Irradiação

#### VII.1 Introdução

Num sistema de irradiação a protecção radiológica da fonte implica que, quando a fonte está no seu interior a dose ao contacto esteja dentro dos limites estabelecidos pela ICRP e pela legislação nacional. O valor de dose ao contacto dependerá não só dos materiais da protecção radiológica como também das dimensões do sistema de irradiação.

Para material da protecção radiológica da fonte foi escolhido, no capítulo anterior, o polietileno (com ou sem cádmio). Neste capítulo procede-se ao estudo, do irradiador cilíndrico de polietileno com diferentes dimensões, raio e altura, envolvido por uma folha de cádmio. O cádmio apenas tem influência na dose devida aos neutrões térmicos e o seu impacto será dependente do tamanho do bloco de polietileno. Utilizou-se para efeitos de simulação uma folha de cádmio com 0,2 mm de espessura<sup>5</sup>. O estudo desenvolvido permitirá ainda tirar conclusões quanto à viabilidade da utilização do cádmio. Em primeiro lugar serão apresentados os resultados do estudo da variação do raio do irradiador. Seguidamente serão apresentados os resultados da influência da altura nas doses ao contacto, nomeadamente a dose na tampa do irradiador. O objectivo será determinar o raio mínimo e a altura mínima para que a dose ao contacto seja inferior a 10  $\mu\text{Sv/h}$ . Segue-se uma descrição detalhada do sistema de irradiação desenvolvido.

A posição do sistema de irradiação no LMRI poderá influenciar os valores de dose ao contacto pelo facto de poderem ocorrer dispersões das partículas no chão. Assim, no sentido de serem contabilizados estes acontecimentos será ainda abordado neste capítulo a influência da posição do irradiador, para diversas situações possíveis, no valor final de dose ao contacto.

---

<sup>5</sup> Por ser esta a espessura das folhas de cádmio já utilizadas no ITN.

## VII.2 Variação do Raio

Efectuou-se a simulação do irradiador cilíndrico de polietileno envolvido por uma folha de cádmio com 0,2 mm de espessura. A altura do irradiador considerou-se como sendo de 40 cm. O parâmetro que se vez variar foi o raio. Foram estudados cilindros de polietileno com raios de 15, 20, 25, 30 e 35 cm. Ambos os tipos de partículas, neutrões e fotões, têm influência na dose efectiva em torno do dispositivo [JC07]. Serão apresentados os valores de dose para as superfícies imediatamente antes e após a espessura de cádmio (superfícies 1 e 2 da figura 7.1) e os valores de dose no volume de ar em forma de anel colocado ao nível da fonte, identificado na figura 7.1.

A configuração geométrica utilizada na simulação encontra-se esquematizada na figura que se segue:

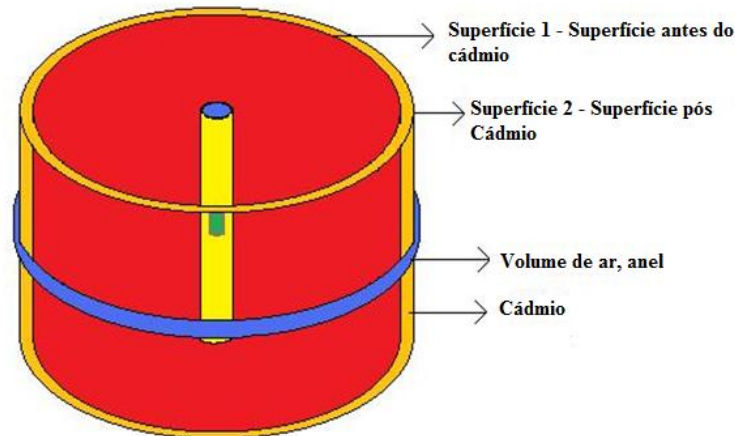


Figura 7.1) Configuração geométrica utilizada na simulação.

### VII.2.1 Valores de débito de equivalente de dose ambiente

Aplicaram-se os métodos de simulação Monte Carlo para determinar os débitos de equivalente de dose ambiente devidos aos neutrões e aos fotões, quer primários quer secundários. Os valores da grandeza  $\dot{H}^*(10)$  foram obtidos para as superfícies 1 e 2. Neste caso obtém-se um valor médio da grandeza em toda a superfície. Para tal aplicaram-se os tallies F2:N e F2:P. Foram ainda determinados os valores de  $\dot{H}^*(10)$ , para a radiação neutrónica e para a radiação gama, no anel. Para o efeito aplicaram-se os tallies F4:N e F4:P. Nestas simulações foi considerado um grande número de histórias o que providenciou incertezas relativas muito reduzidas (<1%). O fluxo de neutrões foi determinado para três

gamas de energia: 1) energia de corte até 0,5 eV (fluxo térmico), 2) 0,5 eV até 0,5 MeV (fluxo epitérmico) e 3) 0,5 MeV até 11 MeV (fluxo rápido). [Cib07]

No caso dos fotões o fluxo foi determinado para uma gama de energias que vai desde a energia de corte (0,001 MeV) até 5 MeV.

Os resultados encontram-se nas tabelas seguintes:

	Superfície 1					
	Débito de Equivalente de Dose Ambiente, $\dot{H}^*(10)$ ( $\mu\text{Sv/h}$ )					
Raio do Irradiador (cm)	Neutrões Térmicos	Neutrões Epitérmicos	Neutrões Rápidos	Radiação $\gamma$ Primária	Radiação $\gamma$ Secundária	Total
15	2,20	13,5	152,9	200,3	20,0	388,9
20	0,70	4,4	50,3	90,5	9,3	155,2
25	0,30	1,5	1,8	41,2	4,7	65,5
30	0,10	0,6	6,5	19,1	2,6	28,9
35	0,03	0,2	2,5	9,1	1,5	13,3

Tabela 7.1) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  na superfície antes do cádmio para cilindros de polietileno com diferentes raios.

	Superfície 2					
	Débito de Equivalente de Dose Ambiente, $\dot{H}^*(10)$ ( $\mu\text{Sv/h}$ )					
Raio do Irradiador (cm)	Neutrões Térmicos	Neutrões Epitérmicos	Neutrões Rápidos	Radiação $\gamma$ Primária	Radiação $\gamma$ Secundária	Total
15	0,100	13,2	151,7	41,7	19,6	226,3
20	0,030	4,4	49,9	18,9	9,1	82,3
25	0,010	1,5	17,6	9,5	4,5	33,1
30	0,003	0,6	6,5	5,3	2,5	14,9
35	0,001	0,2	2,5	3,1	1,4	7,2

Tabela 7.2) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  na superfície após o cádmio para cilindros de polietileno com diferentes raios.

	Volume Detector					
	Débito de Equivalente de Dose Ambiente, $\dot{H}^*(10)$ ( $\mu\text{Sv/h}$ )					
Raio do Irradiador (cm)	Neutrões Térmicos	Neutrões Epitérmicos	Neutrões Rápidos	Radiação $\gamma$ Primária	Radiação $\gamma$ Secundária	Total
15	0,200	30,7	354,5	96,1	31,2	512,7
20	0,070	9,7	114,0	41,3	15,7	180,8
25	0,020	3,4	40,5	20,9	8,4	73,2
30	0,010	1,3	15,1	11,2	4,9	32,5
35	0,004	0,5	6,1	6,7	3,0	16,3

Tabela 7.3) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  no anel para cilindros de polietileno com diferentes raios.



O gráfico que se segue mostra o efeito do aumento do raio nos valores de  $\dot{H}^*(10)$  totais no anel e nas superfícies 1 e 2:

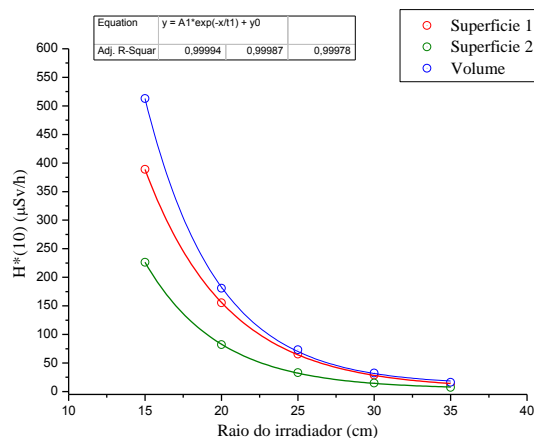


Figura 7.2) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  total para as superfícies 1 e 2 e para o anel para os vários raios considerados.

Como se pode verificar, o aumento gradual de 5 cm no raio do irradiador provoca uma diminuição exponencial dos valores de  $\dot{H}^*(10)$ . Este comportamento verifica-se tanto para as superfícies 1 e 2 como para o anel. Verifica-se ainda por análise das tabelas 7.1 – 7.3 que no caso em que a fonte é envolvida por um cilindro de polietileno com 35 cm de raio, a dose máxima no exterior (anel), é de 16,3  $\mu\text{Sv/h}$ . Este valor revela que há uma zona central do sistema de irradiação que apresenta um valor mais elevado de dose. Este valor deve-se sobretudo aos neutrões rápidos que atingem a superfície e à radiação gama, visto que não foram introduzidos materiais apropriados para a atenuação dos fotões. Estes resultados indicam que deverão ser introduzidas alterações, que passarão pela escolha de materiais adequados para atenuar a radiação gama e para moderar os neutrões rápidos que atingem a superfície do cilindro de polietileno.

No capítulo anterior verificou-se que o fluxo de partículas decrescia com o aumento da distância à fonte, de tal forma que, para distâncias superiores a 25 cm o fluxo de partículas era muito reduzido ( $\approx 0$ ). No entanto, a aplicação dos coeficientes de conversão e a contabilização do elevado número de partículas emitidas pela fonte faz com que, apenas para o cilindro de polietileno com 35 cm de raio, se obtenha uma dose ao contacto próxima de 10  $\mu\text{Sv/h}$ . Apenas neste caso, a dose de neutrões no anel é inferior a esse valor. Atendendo a que não foi incluído no estudo realizado nenhum material para atenuação da radiação gama, podemos afirmar que este é o raio mínimo para que a dose ao contacto seja inferior a 10  $\mu\text{Sv/h}$ .

Os resultados obtidos permitem deduzir que um sistema de irradiação composto por um bloco de polietileno de 35 cm e material de protecção adequado para a radiação gama apresentará uma dose no exterior inferior a 10  $\mu\text{Sv/h}$ . Como tal, o irradiador para a fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  optimizado contará com um bloco de polietileno cilíndrico com 35 cm de raio. Concluído o estudo para a escolha do diâmetro adequado para o irradiador, falta escolher uma altura apropriada.

Analisando os valores de  $\dot{H}^*(10)$  devidos aos neutrões térmicos, nas superfícies antes e após o cádmio, verifica-se que de facto o cádmio contribui para uma diminuição do valor de dose devido a estas partículas. Reduz também significativamente a dose devida à radiação gama primária. No entanto, a dose devida aos neutrões térmicos na superfície antes do cádmio, para o raio escolhido, é muito reduzida e o efeito da aplicação deste material no valor de dose final devido aos neutrões é irrelevante. No caso da radiação gama primária, a aplicação dum bom material atenuador de fotões é suficiente para fazer baixar a dose de fotões, dispensando a aplicação do cádmio para o efeito. Para além disso o cádmio é um material tóxico e de custo muito elevado. Ponderando todos estes factores, do ponto de vista do custo – benefício, a não aplicação do cádmio é justificável.

### VII.3 Optimização do Sistema de Irradiação

Escolhidos o material moderador de neutrões e o raio do cilindro de polietileno torna-se necessário definir um material adequado para promover a atenuação da radiação gama, primária e secundária.

Como se pode ver na tabela 7.3, o débito de equivalente de dose ambiente máximo de neutrões rápidos que atinge o volume detector é de 6,1  $\mu\text{Sv/h}$ . Neste caso a utilização de chumbo ou ferro pode conduzir à produção de fotões com origem em reacções  $(n,n'\gamma)$ . No sentido de evitar este tipo de reacção pode ser usado cimento. O cimento por um lado modera os neutrões que são transmitidos pelo polietileno e por outro lado atenua a radiação gama. Para além disso, o cimento é um material com um custo muito reduzido. Por todos estes motivos para completar a protecção radiológica da fonte opta-se por envolver o cilindro de polietileno por uma manga de cimento com 6 cm de espessura<sup>6</sup>.

---

<sup>6</sup> As mangas de cimento comercializadas com diâmetro de 70 cm apresentam esta espessura. [Far08]

## VII.4 Variação da Altura

A dose na parte superior do sistema de irradiação também é importante e deverá ser mantida dentro dos limites estabelecidos. Nesta secção será estudada a variação da dose na parte superior do irradiador em função da altura. Procedeu-se assim à simulação de um cilindro de polietileno com 70 cm de diâmetro (de acordo com os resultados do estudo anterior) com duas alturas distintas: 40 cm e 60 cm. No caso do cilindro com 60 cm de altura a fonte não está perfeitamente centrada, tendo sido colocada a 25 cm da base e, conseqüentemente, a 35 cm do topo. No caso do cilindro com 40 cm de altura são estudadas duas situações distintas: 1) fonte no centro do cilindro (20/20) e 2) fonte a 10 cm da base (10/30). Foi ainda incorporada na simulação uma tampa de polietileno com 10 cm de diâmetro e 15 cm de altura com um cilindro de polietileno (3,7 cm de diâmetro) que encaixa no tubo de PVC ficando a 1 cm da fonte (figura 7.3, b). Estes detalhes (posição da fonte e tampa) vão ao encontro dos pormenores de uma geometria final. O objectivo será obter os valores de dose no volume detector que é colocado imediatamente acima da tampa do irradiador. Na figura que se segue é ilustrada a configuração geométrica utilizada na simulação.

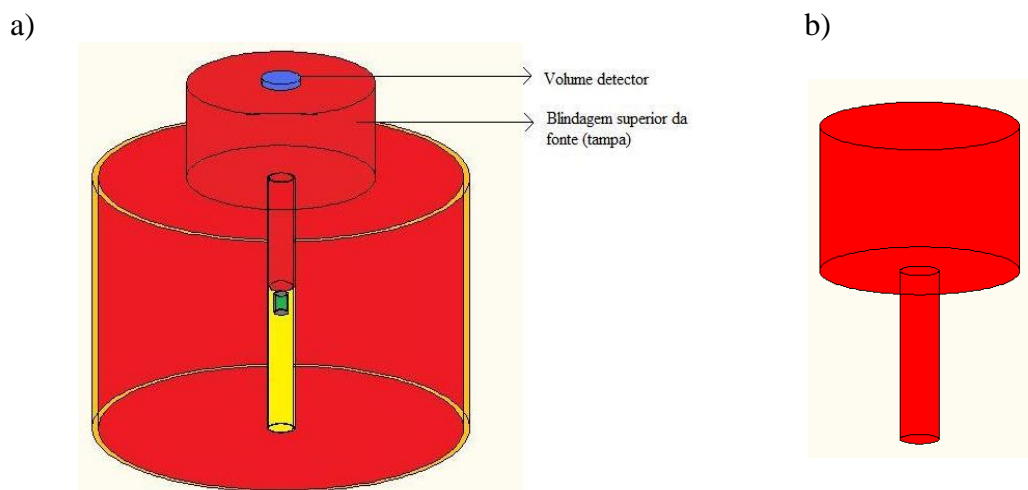


Figura 7.3) a) Configuração geométrica utilizada na simulação. b) Tampa de polietileno.

### VII.4.1 Valores de débito de equivalente de dose ambiente

Foram determinados os valores de débito de equivalente de dose ambiente devidos aos neutrões e aos fótons. Os valores da grandeza  $\dot{H}^*(10)$  foram obtidos para o volume de ar colocado imediatamente por cima da tampa do irradiador (identificado na figura 7.3). Para tal

aplicaram-se os tallies F4:N e F4:P. Nestas simulações foi considerado um grande número de histórias obtendo-se assim incertezas relativas muito reduzidas (<1%). O fluxo de neutrões e de fótons foi determinado usando a mesma divisão de energias. Os resultados encontram-se na tabela seguinte:

Altura do Irradiador (cm)	Débito de Equivalente de Dose Ambiente, $\dot{H}^*(10)$ (μSv/h)					Total
	Neutrões Térmicos	Neutrões Epitérmicos	Neutrões Rápidos	Radiação γ Primária	Radiação γ Secundária	
<b>40 (20 / 20)</b>	0,07	0,44	5,8	15,5	2,5	24,3
<b>40 (10/30)</b>	0,02	0,08	1,0	4,2	1,1	6,4
<b>60 (25/35)</b>	0,01	0,03	0,5	3,5	0,9	4,9

Tabela 7.4) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  para diferentes alturas do sistema de irradiação.

Aumentando a altura do irradiador ocorre uma diminuição brusca do valor total de  $\dot{H}^*(10)$ . No entanto, a dose na tampa do irradiador de 40 cm quando a fonte se encontra a 10 cm da base é apenas ligeiramente superior ao valor da dose na tampa no caso do irradiador de 60 cm. Isto acontece porque a quantidade de material moderador que as partículas encontram até alcançarem a tampa é semelhante (30 cm / 35 cm), apesar da diferença de alturas. Analisando os resultados e atendendo a que o polietileno assim como a maioria dos materiais de protecção, apresenta um custo muito elevado, a relação custo – benefício não justifica a compra de um cilindro de polietileno de 60 cm de comprimento. Assim, e atendendo a que os limites de dose obtidos estão de acordo com os valores recomendados, opta-se pela geometria 40 (10/30).

Encontram-se assim determinadas as dimensões da geometria final. Sabe-se agora que o irradiador final contará com um bloco de polietileno com 70 cm diâmetro e 40 cm de altura.

Os valores de dose apresentados na tabela anterior são os valores de dose na tampa. O gráfico seguinte ilustra os valores de dose ao longo de toda a parte superior do sistema de irradiação para a geometria 40 (10/30):

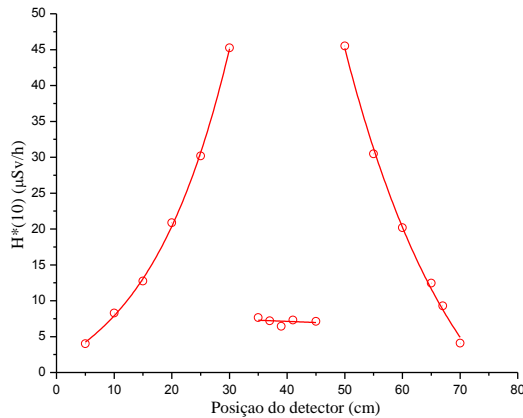


Figura 7.4) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  na parte superior do sistema de irradiação.

Como se pode verificar, os valores de dose na parte superior do sistema de irradiação, para além dos obtidos na tampa, são bastante elevados, superiores a 45  $\mu\text{Sv/h}$  em algumas regiões. Este valor é devido sobretudo à radiação gama primária. Atendendo aos resultados obtidos, conclui-se que, para contornar este problema, são necessárias alterações na geometria determinada. A solução passa pela introdução de uma tampa de cimento. A tampa apresentará 6 cm de altura e 41 cm de raio com um furo central com 3,8 cm de diâmetro onde encaixará uma tampa de polietileno. A forma da tampa de polietileno será semelhante à apresentada na figura 7.3, no entanto com dimensões diferentes dadas as alterações implementadas: 2 cm de altura e 10 cm de diâmetro. Devido às características penetrantes dos neutrões, será aplicada sobre esta outra tampa de polietileno com 3 cm de altura e 20 cm de diâmetro (figura 7.7).

A figura que se segue ilustra os valores de  $\dot{H}^*(10)$ , na parte superior do sistema de irradiação optimizado:

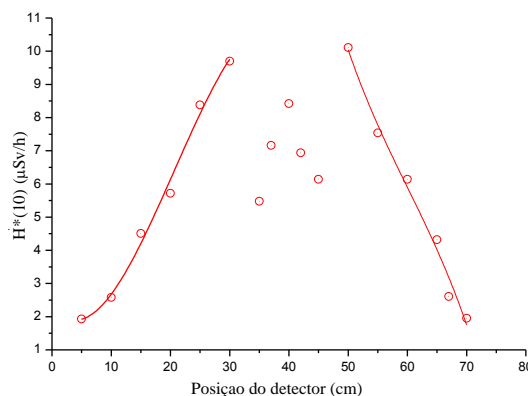


Tabela 7.5) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  na parte superior do sistema de irradiação, após introdução de uma tampa de cimento e duas tampas de polietileno.

Como se pode verificar, as alterações implementadas fizeram baixar significativamente os valores de dose na parte superior do sistema de irradiação obtendo-se um valor máximo de

dose de cerca de 10  $\mu\text{Sv/h}$ . Os valores de dose obtidos estão portanto dentro dos valores recomendados.

Os resultados da simulação confirmam que a variação na altura apenas influencia a dose na parte superior do sistema de irradiação. As doses ao contacto nas superfícies laterais mantêm-se inalteradas, tal como previsto.

## **VII.5 Geometria Final do Sistema de Irradiação**

### **VII.5.1 Introdução**

A geometria final do sistema de irradiação para a fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  resultou de estudos comparativos de diferentes materiais para blindagem e estudos de geometria nos quais se fez variar o raio e a altura do bloco de polietileno. O objectivo consistiu na construção de um protótipo optimizado no sentido de uma menor dose ao contacto, tendo sempre em conta relações de custo / benefício.

O sistema de irradiação desenvolvido combina um sistema de protecção radiológica da fonte e um sistema de elevação da mesma. Quando não está a irradiar a fonte encontra-se no interior do sistema de irradiação que combina materiais adequados para moderação dos neutrões e atenuação dos fotões. Por debaixo do sistema de irradiação será montada uma antena de automóvel com motor acoplado. A antena é colocada no interior do sistema de irradiação passando por um canal com 1 cm de diâmetro no cilindro de polietileno (centrado, junto à base). Quando accionado, o sistema de elevação, sobe, suportando e elevando a fonte até uma altura indicada para irradiação. A antena apresenta um motor acoplado que é alimentado a 12 V por uma bateria. O sistema de irradiação é constituído por um primeiro bloco de polietileno cilíndrico com 35 cm de raio e 40 cm de altura. O referido bloco deverá apresentar um furo central com 3,8 cm de diâmetro e 31,55 cm de comprimento por onde a fonte poderá passar. Haverá um outro furo com diâmetro de 1 cm que se estende a partir deste até à base do irradiador, por onde passará a antena, como referido. Todo este bloco de polietileno será encaixado numa manga de betão com 6 cm de espessura. O tubo de PVC não é incorporado no protótipo final, por se considerar que não apresenta qualquer utilidade.

De forma a diminuir a dose na parte superior do irradiador é colocada uma tampa de cimento com 6 cm de altura e 82 cm de diâmetro com um furo central de 3,8 cm de diâmetro. Este furo será protegido por uma tampa de polietileno com 5 cm de raio e 2 cm de altura com uma protuberância cilíndrica (3,7 cm de diâmetro e 33,45 cm de altura) que encaixará neste

canal. Existe ainda uma segunda tampa de polietileno com 10 cm de raio e 5 cm de altura que irá encaixar na primeira tampa. As geometrias e dimensões de cada um dos componentes serão apresentadas adiante.

### VII.5.2 Protótipo do sistema de irradiação

A geometria do sistema de irradiação otimizada encontra-se esquematizada na figura seguinte:

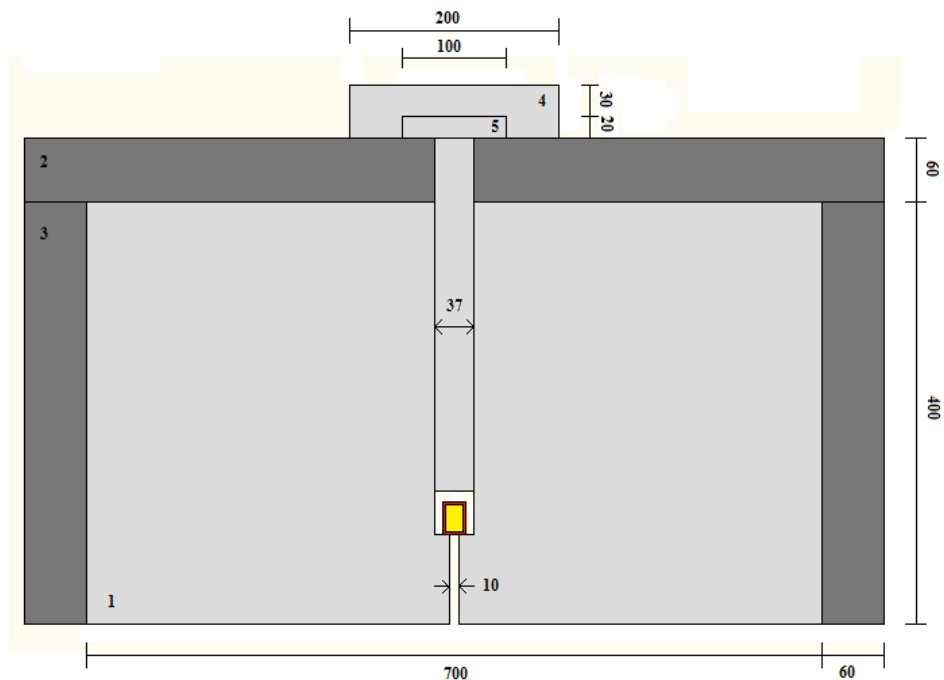


Figura 7.6) Corte transversal do sistema de irradiação. As medidas são dadas em mm.

Na figura estão numeradas as diferentes peças que compõem o sistema de irradiação. No anexo 6 ilustram-se com maior detalhe cada um dos componentes do sistema de irradiação.

### VII.5.3 Valores de débito de equivalente de dose ambiente

Foram determinados os valores do débito de equivalente de dose ambiente para a superfície imediatamente antes e após o cimento e para dois volumes detectores: 1) volume detector colocado lateralmente ao nível da fonte e 2) volume detector colocado na parte superior do sistema de irradiação ao nível da fonte. Os resultados obtidos encontram-se na tabela seguinte:

**Débito de Equivalente de dose Ambiente,  $\dot{H}^*(10)$  ( $\mu\text{Sv/h}$ )**

	Neutrões térmicos	Neutrões Epitérmicos	Neutrões Rápidos	Radiação $\gamma$ Primária	Radiação $\gamma$ Secundária	Total
<b>Superfície 1</b>	0,20	0,030	3,2	7,3	1,2	11,9
<b>Superfície 2</b>	0,02	0,004	0,9	1,3	0,5	2,7
<b>Volume 1</b>	0,05	0,010	2,3	2,8	1,0	6,2
<b>Volume 2</b>	0,04	0,010	2,8	4,2	1,3	8,4

Tabela 7.5) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  para as superfícies 1 e 2 e para os volumes 1 e 2.

Comparando com os resultados das tabelas 7.1, 7.2 e 7.3 verifica-se que a introdução da manilha de cimento acarreta muitas vantagens contribuindo para uma diminuição da dose ao contacto, passando o débito de equivalente de dose ambiente de 16,3  $\mu\text{Sv/h}$  para 6,2  $\mu\text{Sv/h}$ , valor que está abaixo do limite imposto pela ICRP, cumprindo-se os objectivos propostos. Verifica-se que a dose devida aos neutrões térmicos sobe ligeiramente (no volume 1) tal como seria de esperar, dado a não utilização de cádmio, embora o aumento não seja significativo para o resultado final.

Portanto, o protótipo final do sistema de irradiação garante uma eficiente protecção radiológica da fonte, visto que quando a fonte se encontra encerrada no seu interior a dose ao contacto no irradiador é inferior a 10  $\mu\text{Sv/h}$ .

#### VII.5.4 Simulação da fonte em posição de irradiação

Por último foi simulado o sistema de irradiação no LMRI, estando a fonte em posição de irradiação. A fonte é elevada a 1 m do irradiador. Foram simulados de uma forma simplificada todos os equipamentos e armários que compõem a sala de irradiação 1 do LMRI, destino do equipamento construído. A geometria da simulação encontra-se no anexo 7. Na figura que se segue é apresentado o mapeamento de fluxo de neutrões obtido. É possível observar a dispersão de partículas nos armários que compõem a sala. No anexo 8 ilustra-se o mapeamento de dose para a radiação gama primária.



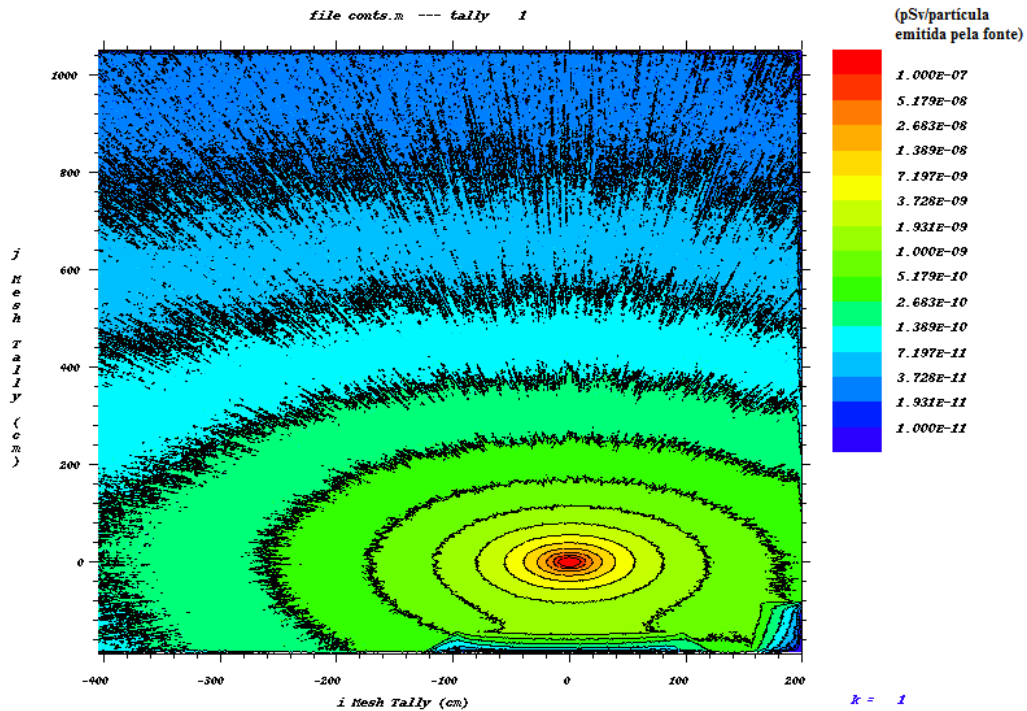


Figura 7.7) Mapeamento do equivalente de dose ambiente na sala de irradiação devido aos neutrões.

## VII.6 Escolha da posição do irradiador

Depois de construído, o sistema de irradiação será colocado no Laboratório de Metrologia das Radiações Ionizantes (sala de irradiação 1). A envolvente do sistema de irradiação nomeadamente a sua posição pode trazer algumas alterações na dose ao contacto em alguns pontos. No sentido de garantir que a posição escolhida não acarretará alterações que ponham em risco a protecção radiológica, neste capítulo serão apresentados os resultados do estudo do irradiador em duas posições distintas: 1) irradiador colocado num suporte a 10 cm do chão e 2) irradiador apoiado directamente no chão. Os resultados obtidos serão comparados com os resultados da simulação do irradiador no ar.

Em primeiro lugar, simulou-se o irradiador directamente no chão de cimento (densidade e composição referidas na tabela 4.3), e calcularam-se as distribuições de dose na superfície exterior do sistema de irradiação. O gráfico que se segue ilustra essa distribuição.

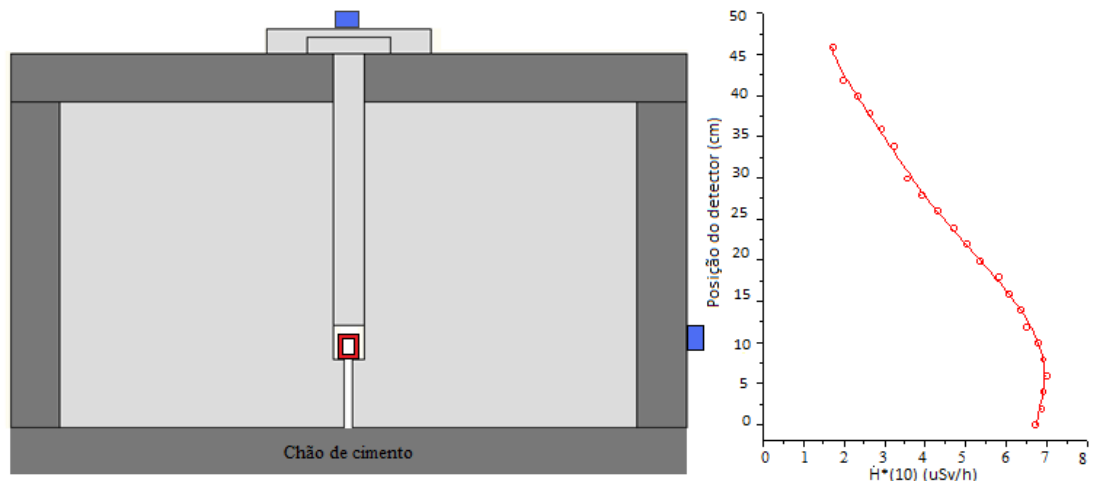


Figura 7.8) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  ao longo da superfície do irradiador.

Como se pode verificar, o valor de dose é máximo ao nível da fonte. Neste caso, em toda a superfície do irradiador a dose é inferior a 10  $\mu\text{Sv/h}$ .

De seguida, simulou-se o irradiador a 10 cm do chão, correspondente ao caso real em que o sistema de irradiação está apoiado num suporte móvel. Para a simulação não foi contabilizado o suporte. Tal deve-se ao facto de não se considerar relevante do ponto de vista físico e da protecção radiológica a sua introdução na referida simulação. Optou-se simplesmente por colocar o irradiador a 10 cm de um chão de cimento.

O gráfico que se segue permite verificar a evolução dos valores de débito de equivalente de dose ambiente ao longo da superfície do sistema de irradiação, permitindo avaliar o efeito de uma possível reflexão de partículas no chão:

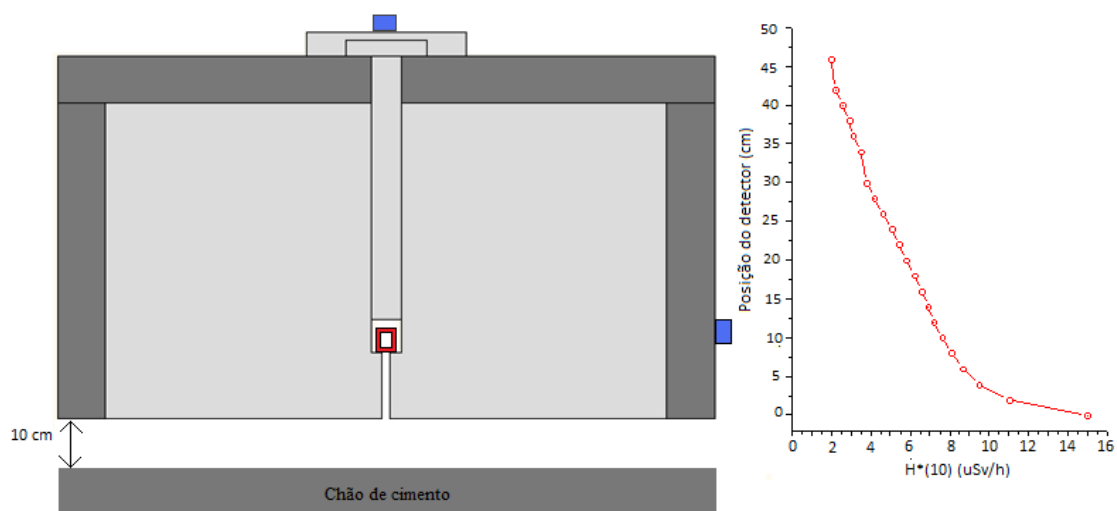


Figura 7.9) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  ao longo da superfície do irradiador.

Como se pode verificar, a forma da curva difere da obtida no caso em que o irradiador é apoiado directamente no chão. As diferenças obtidas confirmam o facto de que a posição do irradiador tem influência nos valores de dose ao contacto. Analisando os gráficos das figuras 7.8 e 7.9 verifica-se que, tal como previsto, as diferenças surgem nas regiões mais próximas da base. Quanto aos valores de dose na parte superior do irradiador, apesar de não serem apresentados, pode-se referir que não ocorrem alterações, tal como previsto.

Neste último caso analisado, apenas nos primeiros 4 cm se verificam doses superiores a 10  $\mu\text{Sv/h}$ , com um máximo de  $\approx 15 \mu\text{Sv/h}$ , surgindo o valor máximo de dose na região mais junto à base e não ao nível da fonte como no caso em que o irradiador é apoiado directamente no chão.

Como se pode verificar a variação da posição também tem influência nas doses ao nível da fonte. No caso em que o irradiador está apoiado directamente no chão, a dose ao nível da fonte é cerca de 7  $\mu\text{Sv/h}$  e no caso em que o irradiador é colocado num suporte, a reflexão de partículas no chão é maior, obtendo-se para a mesma região um valor de dose superior, cerca de 8  $\mu\text{Sv/h}$ . No entanto, maiores discrepâncias são obtidas para as zonas mais junto à base do irradiador. Comparando os resultados deste estudo com os resultados obtidos para o irradiador no ar é possível observar as alterações que são induzidas nos valores de dose ao contacto pelas duas situações estudadas. A figura que se segue ilustra graficamente essas diferenças:

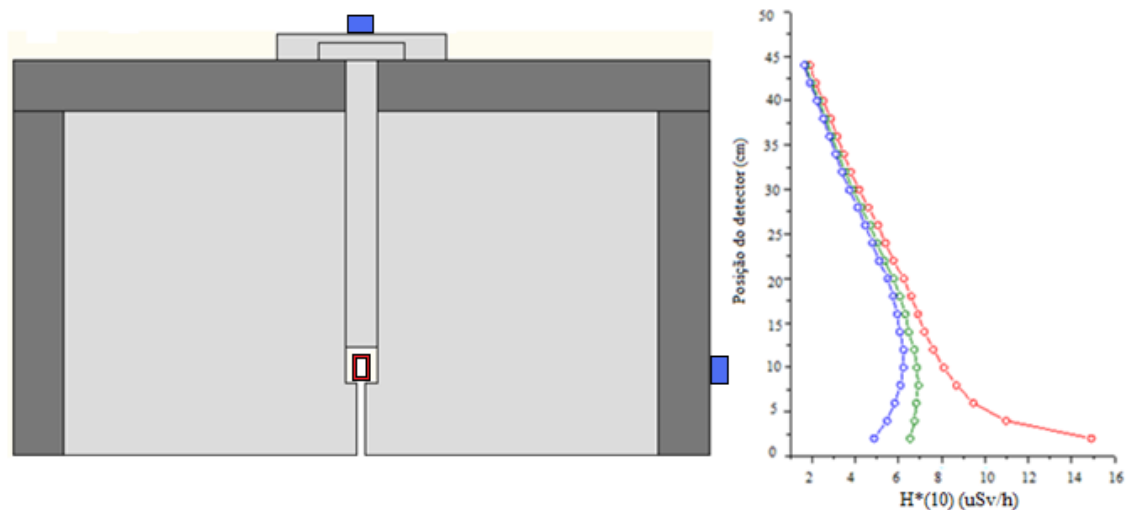


Figura 7.10) Valores de  $\dot{H}^*(10)$  ao longo da superfície do irradiador quando este é apoiado no chão (linha verde), quando é colocado num suporte de 10 cm de altura (linha vermelha) e quando não está apoiado (linha azul).

Tal como foi verificado anteriormente, o caso em que o irradiador é colocado num suporte introduz alterações visíveis sendo a forma da curva alterada. Para o irradiador colocado no chão a forma da curva é a mesma que a obtida para o irradiador no ar, com um aumento dos valores de dose nas zonas mais próximas da base. À medida que nos afastamos

da fonte os valores de dose decrescem. Nas três situações o comportamento da curva de dose nas regiões mais afastadas da base é muito semelhante. Quando o irradiador se encontra no suporte a 10 cm do chão obtém-se o maior valor de dose por comparação com as outras duas situações, junto à base. Isto deve-se à reflexão das partículas transmitidas através da base do irradiador, no chão.

No entanto, para a escolha da posição do irradiador terão que ser ponderados diversos factores. O sistema de irradiação é uma estrutura muito pesada (cerca de 700 kg) e de difícil transporte. Além disso, o sistema de elevação da fonte (a antena) tem que ser montado debaixo do sistema de irradiação. Esta operação seria facilitada se o sistema de irradiação estivesse apoiado num suporte. Os resultados indicam que se houver necessidade de o sistema de irradiação estar elevado, essa altura deverá ser minimizada.

Atendendo a que apenas na região junto à base a dose está acima do limite imposto, considera-se que em qualquer dos casos estão reunidas as condições de protecção adequadas para uma área controlada de acordo com os requisitos da ICRP.

As figuras que se seguem ajudam a perceber como decorre esta reflexão de partículas e as zonas onde existe um maior fluxo total de neutrões e de fotões (primários e secundários). Estes gráficos foram obtidos por simulação Monte Carlo recorrendo a uma ferramenta adequada denominada 'mesh tally'. O mapeamento do fluxo de neutrões em torno do dispositivo no caso em que o irradiador está apoiado num suporte de 10 cm de altura, encontra-se esquematizado na figura seguinte.

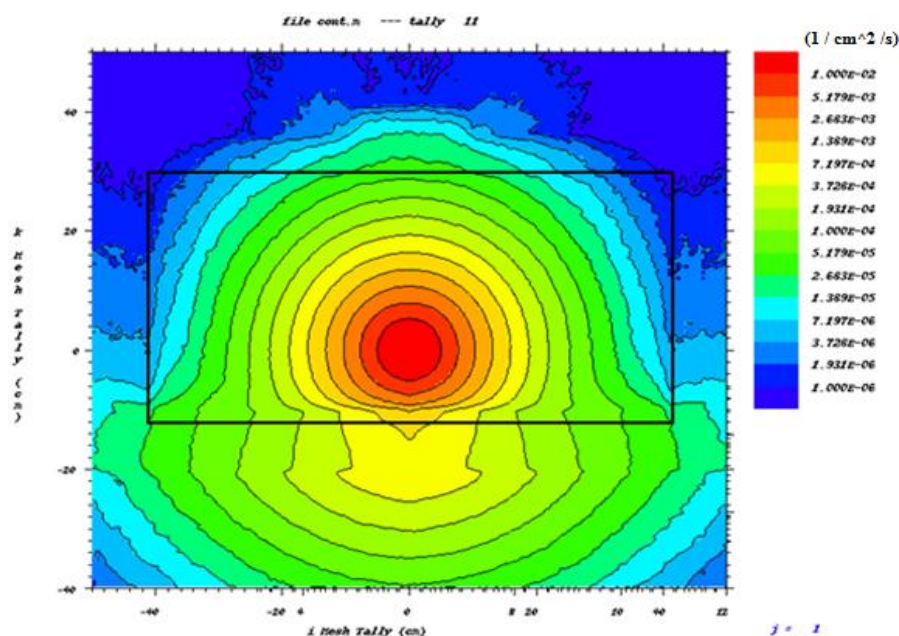


Figura 7.11) Mapeamento do fluxo de neutrões.

Verifica-se que existe um fluxo intenso de partículas transmitidas através base do sistema de irradiação. No exterior do sistema de irradiação o fluxo de neutrões é muito pouco intenso, verificando-se maior fluxo nas regiões mais junto à base. As mesmas observações podem ser feitas relativamente à radiação gama secundária e à radiação gama primária:

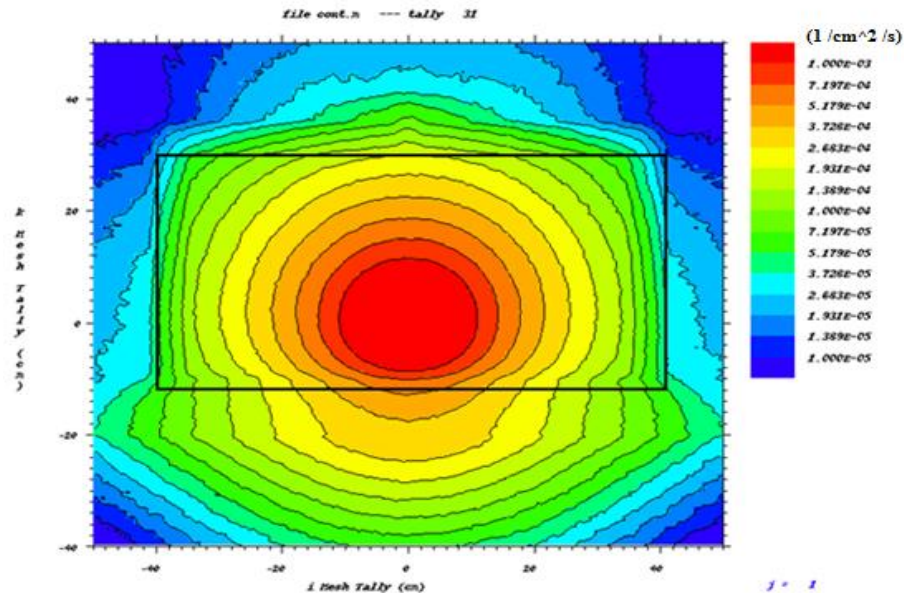


Figura 7.12) Mapeamento do fluxo de radiação gama secundária.

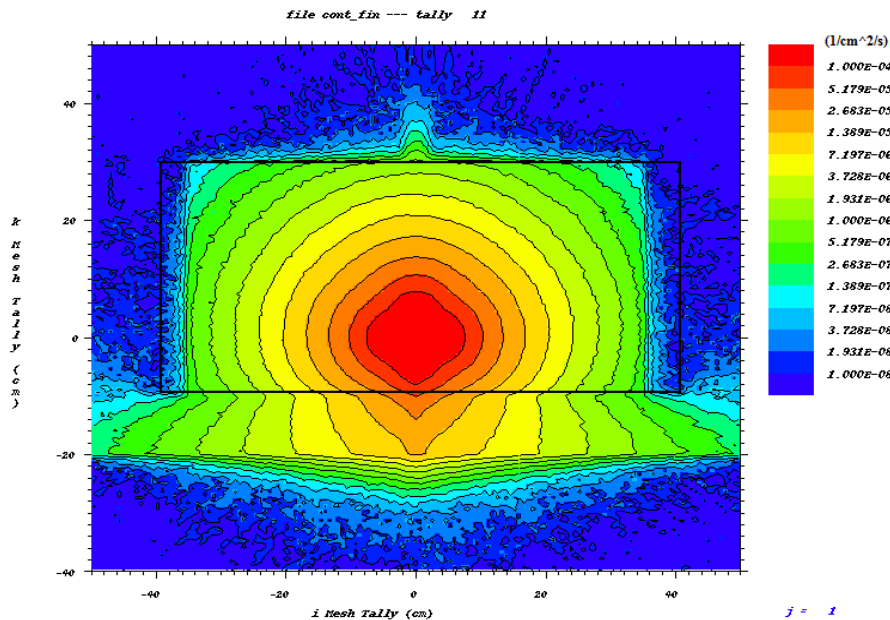


Figura 7.13) Mapeamento do fluxo de radiação gama primária.

Os mapeamentos de dose devidos aos neutrões e aos fótons encontram-se em anexo (anexo 9).

---

## Considerações Finais

---

Um sistema de irradiação é um equipamento que permite a elevação da fonte até uma posição de irradiação e que garante uma adequada protecção radiológica da fonte quando esta se encontra no seu interior. A protecção radiológica é de grande importância e tem como objectivo garantir a protecção dos indivíduos relativamente aos efeitos nocivos da radiação ionizante.

Para o desenvolvimento de um protótipo optimizado que fosse ao encontro dos objectivos do trabalho, foram aplicados os métodos Monte Carlo.

Aquando da escolha dos materiais da protecção radiológica aprofundaram-se os conceitos físicos associados à passagem das partículas através dos referidos materiais. Para tal foram obtidos os fluxos de neutrões (térmicos, epitérmicos e rápidos) e de fotões (primários e secundários) para vários materiais moderadores: água, parafina, polietileno, parafina + boro e polietileno + cádmio, analisando-se a moderação dos neutrões epitérmicos e rápidos e a termalização dos neutrões térmicos.

O material moderador escolhido foi o polietileno. De todos os materiais moderadores de neutrões este é o mais indicado para aplicações industriais dado ser inerte e possuir elevada densidade de átomos de hidrogénio. Apesar dos materiais indicados para atenuação da radiação gama serem materiais com elevado número atómico, no caso de fontes isotópicas de neutrões a escolha dos materiais não é um processo tão linear. As interacções dos neutrões com determinados tipos de materiais, como por exemplo o chumbo, podem induzir reacções ( $n, n'\gamma$ ), as quais devem ser evitadas. Assim, para a blindagem da radiação gama foi escolhido o cimento. Este material tem um custo reduzido e para além de atenuar a radiação gama, também modera os neutrões. A escolha dos materiais baseou-se assim em relações de custo – benefício.

Para determinação das dimensões do sistema de irradiação, foram obtidos valores de débito de equivalente de dose ambiente para irradiadores com diferentes diâmetros e alturas. O objectivo foi determinar as dimensões mínimas (altura e diâmetro) para que a dose ao contacto estivesse abaixo do limite imposto pela ICRP e legislação nacional ( $10 \mu\text{Sv/h}$ ) para uma área controlada. Atendendo a que no LMRI, onde o sistema de irradiação será colocado, existem naturalmente outras fontes de radiação, a dose ao contacto no dispositivo deverá ser inferior e não igual a  $10 \mu\text{Sv/h}$ .



Mediante os resultados obtidos houve necessidade de introduzir pequenas alterações no sentido de um aperfeiçoamento das características do sistema de irradiação: introdução de uma manga de cimento, de uma tampa de cimento e de duas tampas de polietileno. Optou-se pela utilização de duas tampas de polietileno devido ao facto de os neutrões serem partículas altamente penetrantes.

A proposta final consiste num sistema de irradiação composto por um cilindro de polietileno com 35 cm de raio e 40 cm de altura, envolvido por uma manga de cimento com 6 cm de espessura. A esta estrutura está associada uma tampa fixa de cimento com 6 cm de altura e 2 tampas de polietileno removíveis.

Os valores máximos de débito de equivalente de dose ambiente obtidos ao nível da fonte foram: 1) 8,4  $\mu\text{Sv/h}$  na parte superior do sistema de irradiação e 2) 6,2  $\mu\text{Sv/h}$  lateralmente.

Depois de determinada a geometria final do sistema de irradiação, estudou-se o efeito de uma possível reflexão das partículas no chão para a dose ao contacto e que varia consoante a posição em que o sistema de irradiação é colocado no laboratório. Para tal estudaram-se duas situações distintas: 1) sistema de irradiação colocado a 10 cm do chão e 2) sistema de irradiação colocado directamente no chão. Concluiu-se que a posição influencia os valores de dose ao longo de toda a superfície do sistema de irradiação, não alterando os valores de dose na parte superior. No caso em que o sistema de irradiação é colocado a 10 cm do chão, a reflexão das partículas no chão faz com que haja um aumento nos valores de dose nas regiões mais junto à base, por comparação com o outro caso estudado e com o caso em que o irradiador está no ar. Atendendo a que o protótipo do sistema de irradiação desenvolvido é uma estrutura muito pesada e que o sistema de elevação (antena) tem que ser montado debaixo deste, deduz-se que se este dispositivo for apoiado num suporte, a distância relativamente ao chão deverá ser minimizada.

Como conclusão final, foi realizado o projecto de um sistema de irradiação para uma fonte de  $^{241}\text{Am} - ^9\text{Be}$  a localizar na sala de irradiação do LMRI, que apresenta valores de dose ao contacto inferiores a 10  $\mu\text{Sv/h}$  cumprindo-se os objectivos propostos.

---

## Referências Bibliográficas

---

- [AEASources] AEA Technology; Sources; Americium – 241 / Beryllium
- [Bar04] Barbosa, Adérito Chaves, Monte Carlo simulation applied to osimetry of narrow high – energy photon beams used in radiosurgery; 2004
- [BABYLINE] Nardeaux; Notice Technique - Babyline 31A – Chambre d’ionisation portative;
- [Boz00] Bozkurt, A.; Assessment of Organ Doses from Exposure to Neutrons Using the Monte Carlo Technique and an Image – Based Anatomical Model, Doctor Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute Troy, New York, 2000.
- [Bri93] Briesmeister, J.F., MCNP<sup>TM</sup> A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Los Alamos National Laboratory, 1993
- [Car07] Carrascosa, José; Cálculo de flujos neutrónicos y tasas de dosis para ele Howitzer; 2007
- [Carr06] Carrillo, Héctor; Gallego, Eduardo; Lorente, Alfredo; Manzanares-Acuña, Eduardo; Hernández – Dávila, Víctor; Neutron shielding performance of water – extended polyester; 2006
- [Cle96] Clemente, Richard S.; Hsu, Hsiao – Hua; Olsher, Richard H.; Aikin, Douglas J.; A photon shield capsule design for an <sup>241</sup>Am/Be ( $\alpha$ ,n) source using high density tungsten alloy; 1996
- [Devan05] Devan, K.; Lee, Young Seok; Kim, Guinyun; Ganesan, S.; Monte Carlo simulation of pohang neutron facility by using MCNPX code; 2005
- [Diaz03] Diaz, K. Shtejer; Zamboni, C. B.; Zahn, G. S.; Zevallos – Chávez, J. Y.; Dterminations of neutron flux distribution in an Am – Be irradiator using tge MCNP; 2003
- [Far08] FARCIMAR; Soluções em pré fabricados de betão – catálogo 2008;
- [FCar04] Carneiro Jr, Francisco; Bendassolli, José Albertino; Mortatti, Jefferson; Trovelin, Paulo C. O.; Victória, Reynaldo, L.; Separação dos isótopos de boro em colunas de resina de troca aniônica. Enriquecimento isotópico de <sup>10</sup>B\*; 1994
- [Fil05] Filho, Tufic; Lima, Ruy; Yoriyaz, Hélio; Hernandes, Antonio; Experimental and Monte Carlo evaluation of the neutron flux of na assembly with two Am – Be sources; 2005
- [Hir2000] Hirayama, Hideo; Lecture note on photon interactions and cross sections; 2000



- [Hor04] Aichinger, Horst; Dierker Joachim; Joite-Barfuk, Sigrid; Säbel, Manfred; Radiation exposure and image quality in x-ray diagnostic radiology: physical principles and clinical applications; Edição de Springer, 2004
- [Hub99] Berger, M. J.; Hubbell, J. H., Seltzer, S. M., Coursey, J. S., Zucker, D. S.; XCOM: Photon Cross Sections Database – Nist Standard Reference Database 8 (XGAM); National Institute of Standards and Technology, 1999;
- [Hub79] Hubbell, J. H.; Overbo, I.; Relativistic atomic form factors and photon coherent scattering cross sections; J. Phys. Chem. Ref., 1979
- [ICRU51] ICRU Report 51; Quantities and units in radiation protection dosimetry; 1995
- [ICRP74] ICRP Publication 74; Annals of the ICRP – Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation; Pergamon; 1996
- [ICRP103] Valentin, J.; The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection; Publication 103; Elsevier; 2007
- [ISO8529-1] International standard, reference neutron radiation – ISO8925 – part 1; Characteristics and methods of production; 2001;
- [Jac02] Shapiro, Jacob; Radiation protection – a guide for scientists, regulators and physicians, 2002;
- [JANIS] Janis 3.0 User's guide, 2007
- [JC2008] Csikai, J.; Dóczi, R.; Optimization of source – sample – detector geometries for bulk hydrogen analysis using epithermal neutrons; 2008
- [Jeff05] Nico, Jeffrey S.; Snow, W. Michael; Fundamental Neutron Physics; 2005
- [Kra88] Krane, Kenneth S.; Introductory Nuclear Physics; Oregon State University; John Wiley & Sons; 1988
- [Lam02] Lam, Y. W.; Wong, C. S.; Ratnavelu, K; Monte Carlo computational simulation of neutron activation of materials; 2002
- [Leb07] Lebreton, L.; Zimbal, A.; Thomas, D.; Experimental comparison of  $^{241}\text{Am}$  – Be neutron fluence energy distributions; 2007
- [Leo87] Leo, William R.; Techniques for nuclear and particle physics experiments (A how-to approach); 1987
- [Lima03] Lima, Ruy Barros; Avaliação experimental do fluxo de neutrons de um irradiador com fontes de AmBe e sua possibilidade de uso em análise de materiais; São Paulo, 2003.
- [Malta05] Malta, Margarida; Terapia por captura neutrônica com boro; Instituto superior técnico, 2005;

- [Oli90] Oliveira, C.; Salgado, J.; Analysis of thermal neutron flux distributions in bulk coal by Monte Carlo simulation studies; LNETI, 1990;
- [Oli95] Oliveira, Carlos; Determinação da composição elementar de matérias primas por activação neutrónica – optimização da técnica para trabalho in – situ e em contínuo; Lisboa, 1995.
- [Oli97] Oliveria, Carlos; Salgado, J.; Gonçalves, I. F.; Carvalho, F. G.; Leitão, F.; A Monte Carlo study of the influence of the geometry arrangements and structural material on a PGNA system performance for cement raw material analysis; 1997
- [Par02] Park, Sang – Tae; Neutron energy spectra of  $^{252}\text{Cf}$ , Am – Be source and of the  $\text{D(d,n)}^3\text{He}$  reaction; 2002
- [Plo03] Plompen, A. J. M.; Proceedings of the enlargement workshop on Neutron Measurements and Evaluations for Applications NEMEA; Budapeste, 2003;
- [Sal01] Salvat, Francesc; Fernández – Varea, José M.; Acosta, Eduardo; Sempau, Josep; PENELOPE A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport; Nuclear Energy Agency, 2001;
- [San08] Santoro, R. T.; Azmy, Y. Y.; Barnes, J. M.; Drischler, J. D.; Johnson, J. O.; Lillie, R. A.; McNeilly, G. S.; Spallation neutron source radiation shielding issues; 2008;
- [Sea02] Seares, Marcelo Costa; Ferreira, Carlos Alexsandro; A importância do conhecimento sobre radioprotecção pelos profissionais da radiologia; CEFET/SC; 2002
- [Smi00] Smith, F. A.; A primer in applied radiations physics; world scientific; 2000
- [Tsou95] Tsoufanidis, Nicholas; Measurement and detection of radiation 2<sup>nd</sup> edition; Taylor & Francis, 1995.
- <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [Vic05 - 190] Fluke Biomedical; Victoreen 190 N, Portable neutron survey meter – operators manual; 2005
- [Vic05 - 451] Fluke Biomedical; Victoreen 451P & 451P-DE-SI, ion chamber survey meter, operators manual; 2005
- [WUM] Muller, Wolfgang – Ulrich; Effects on tissue and Organs (including hereditary and prenatal effects); Germany

## Anexo 1 –Espectros da Fonte

### Espectro de Neutrões

Energia (MeV)	Fluência por unidade de energia
4,14E-7	0
1,10E-1	1,44E-2
3,30E-1	3,34E-2
5,40E-1	3,13E-2
7,50E-1	2,81E-2
9,70E-1	2,50E-2
1,18	2,14E-2
1,40	1,98E-2
1,61	1,75E-2
1,82	1,92E-2
2,04	2,23E-2
2,25	2,15E-2
2,47	2,25E-2
2,68	2,28E-2
2,90	2,95E-2
3,11	2,56E-2
3,32	3,69E-2
3,54	3,46E-2
3,75	3,07E-2
3,97	3,00E-2
4,18	2,69E-2
4,39	2,86E-2
4,61	3,18E-2
4,82	3,07E-2
5,04	3,33E-2
5,25	3,04E-2
5,47	2,74E-2
5,68	2,33E-2
5,89	2,06E-2
6,11	1,82E-2
6,32	1,77E-2
6,54	2,04E-2
6,75	1,83E-2
6,96	1,63E-2
7,18	1,68E-2
7,39	1,68E-2
7,61	1,88E-2
7,82	1,84E-2
8,03	1,69E-2
8,25	1,44E-2
8,46	9,68E-3
8,68	6,52E-3

8,89	4,26E-3
9,11	3,67E-3
9,32	3,81E-3
9,53	5,06E-3
9,75	6,25E-3
9,96	5,52E-3
10,2	4,68E-3
10,4	3,70E-3
10,6	2,78E-3
10,8	1,51E-3
11,0	3,63E-4

### Espectro de Fótons

E (MeV)	Frequências
1,1890E-2	8,60E-3
1,3944E-2	1,32E-1
1,7750E-2	1,93E-1
2,0785E-2	4,85E-2
2,6345E-2	2,40E-2
3,2183E-2	1,74E-4
3,3195E-2	1,20E-3
4,2730E-2	5,50E-5
4,3423E-2	7,10E-4
5,5560E-2	1,81E-4
5,7850E-2	5,20E-5
5,9537E-2	3,59E-1
6,9760E-2	2,90E-5
9,7078E-2	1,24E-5
9,8970E-2	2,00E-4
1,0107E-1	1,99E-5
1,0298E-1	1,96E-4
1,2301E-1	1,00E-5
1,2530E-1	4,10E-5
4,43	1,76E-4

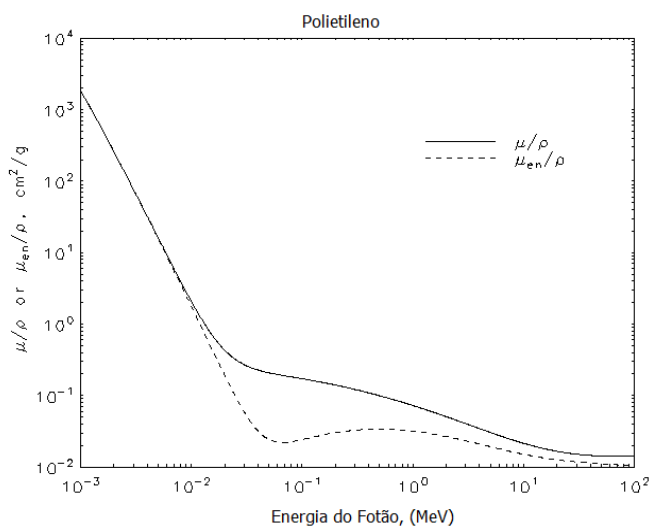
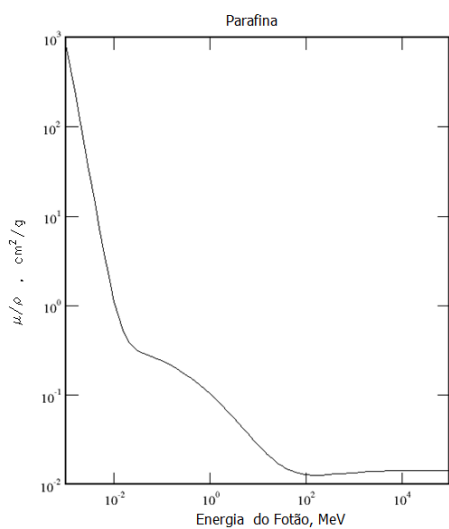
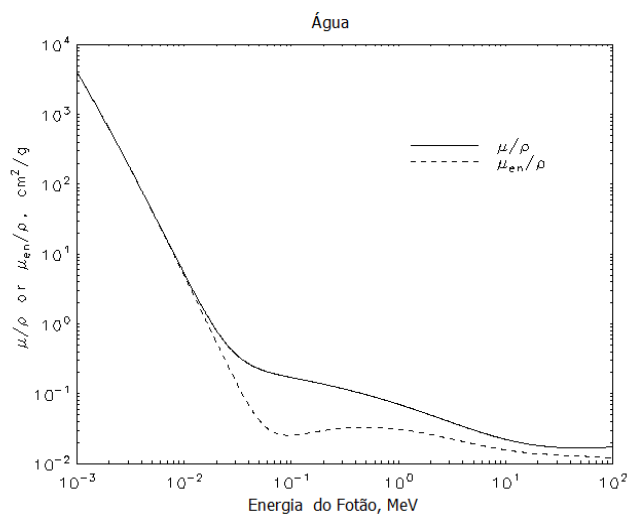
## Anexo 2 – Coeficientes de Conversão

Energia do fóton (Mev)	H*(10)/Φ (pSv cm <sup>2</sup> )
0,010	0,061
0,015	0,83
0,02	1,00
0,03	0,81
0,04	0,64
0,05	0,55
0,06	0,51
0,08	0,53
0,10	0,61
0,15	0,89
0,2	1,20
0,3	1,80
0,4	2,38
0,5	2,93
0,6	3,44
0,8	4,38
1	5,20
1,5	6,90
2	8,60
3	11,1
4	13,4
5	15,5

Energia do neutrão (Mev)	H*(10)/Φ (pSv cm <sup>2</sup> )
1x10 <sup>-9</sup>	6,6
1x10 <sup>-8</sup>	9,0
2,53x10 <sup>-8</sup>	10,6
1x10 <sup>-7</sup>	12,9
2x10 <sup>-7</sup>	13,5
5x10 <sup>-7</sup>	13,6
1x10 <sup>-6</sup>	13,3
2x10 <sup>-6</sup>	12,9
5x10 <sup>-6</sup>	12,0
1x10 <sup>-5</sup>	11,3
2x10 <sup>-5</sup>	10,6
5x10 <sup>-5</sup>	9,90
1x10 <sup>-4</sup>	9,40
2x10 <sup>-4</sup>	8,90
5x10 <sup>-4</sup>	8,30
1x10 <sup>-3</sup>	7,9
2x10 <sup>-3</sup>	7,7
5x10 <sup>-3</sup>	8,0
1x10 <sup>-2</sup>	10,5

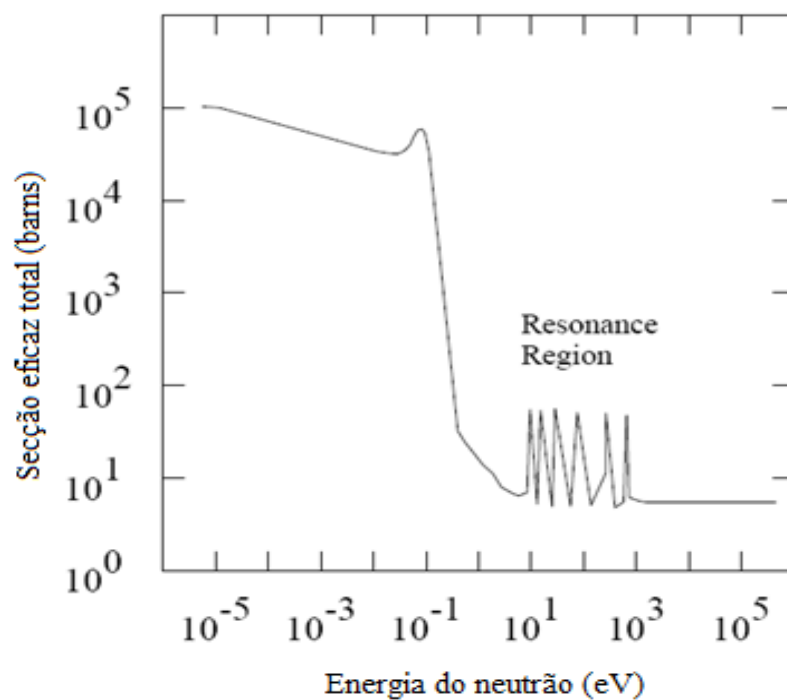
$2 \times 10^{-2}$	16,6
$3 \times 10^{-2}$	23,7
$5 \times 10^{-2}$	41,1
$7 \times 10^{-2}$	60
$1 \times 10^{-1}$	88
$1,50 \times 10^{-1}$	132
$2 \times 10^{-1}$	170
$3 \times 10^{-1}$	233
$5 \times 10^{-1}$	322
$7 \times 10^{-1}$	375
$9 \times 10^{-1}$	400
1	416
1,20	425
2	420
3	412
4	408
5	405
6	400
7	405
8	409
9	420
10	440
12	480

## Anexo 3 – Coeficientes Mássicos de Atenuação Linear

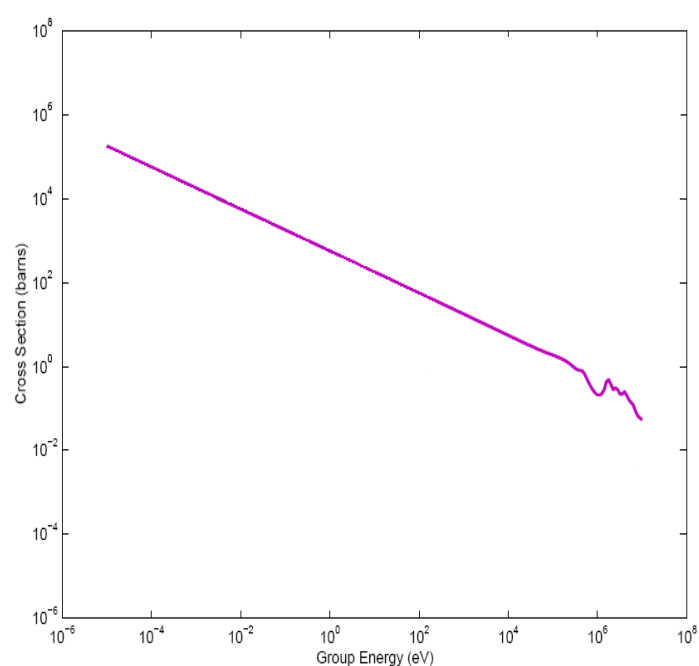


## Anexo 4 – Secções Eficazes

### Cádmio



### Boro



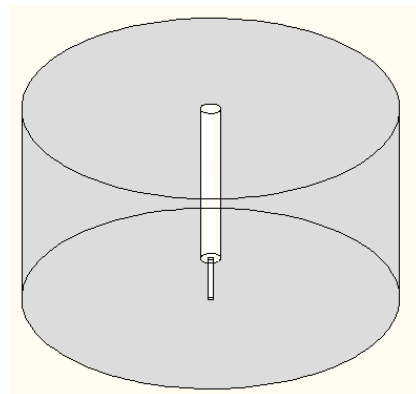
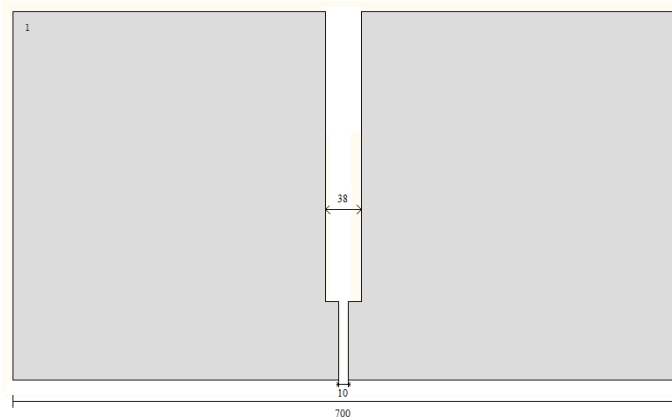


## Anexo 5 – Coeficientes Mássicos de Atenuação Linear

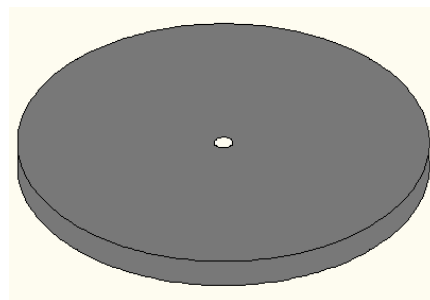
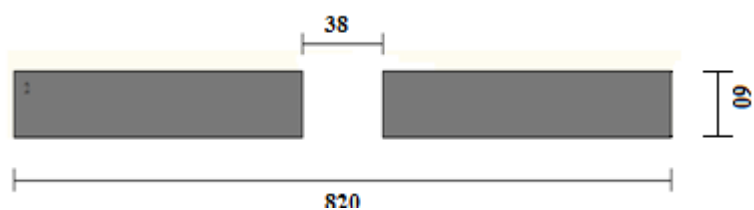
Energia do Fotão (MeV)	Coeficiente mássico de atenuação (cm <sup>2</sup> /g )				
	Água	Parafina	Polietileno	Parafina + Boro	Cádmio
1,00E-03	4,08E+03	1,88E+03	1,89E+03	8,34E+02	7,35E+03
1,50E-03	1,38E+03	5,96E+02	5,99E+02	2,63E+02	2,93E+03
2,00E-03	6,17E+02	2,57E+02	2,58E+02	1,14E+02	1,47E+03
3,00E-03	1,93E+02	7,65E+01	7,69E+01	3,41E+01	5,41E+03
4,00E-03	8,28E+01	3,19E+01	3,20E+01	1,44E+01	1,17E+03
5,00E-03	4,26E+01	1,60E+01	1,61E+01	7,38E+00	7,69E+02
6,00E-03	2,46E+01	9,13E+00	9,17E+00	4,32E+00	4,79E+02
8,00E-03	1,04E+01	3,77E+00	3,79E+00	1,94E+00	2,25E+02
1,00E-02	5,33E+00	1,94E+00	1,95E+00	1,12E+00	1,24E+02
1,50E-02	1,67E+00	6,59E-01	6,60E-01	5,31E-01	4,18E+01
2,00E-02	8,10E-01	3,75E-01	3,75E-01	3,91E-01	1,92E+01
3,00E-02	3,76E-01	2,42E-01	2,41E-01	3,14E-01	3,76E+01
4,00E-02	2,68E-01	2,10E-01	2,10E-01	2,89E-01	1,78E+01
5,00E-02	2,27E-01	1,97E-01	1,97E-01	2,75E-01	9,78E+00
6,00E-02	2,06E-01	1,89E-01	1,88E-01	2,65E-01	5,98E+00
8,00E-02	1,84E-01	1,78E-01	1,77E-01	2,50E-01	2,75E+00
1,00E-01	1,71E-01	1,69E-01	1,69E-01	2,37E-01	1,52E+00
1,50E-01	1,51E-01	1,52E-01	1,52E-01	2,13E-01	5,59E-01
2,00E-01	1,37E-01	1,40E-01	1,39E-01	1,95E-01	3,04E-01
3,00E-01	1,19E-01	1,22E-01	1,21E-01	1,69E-01	1,57E-01
4,00E-01	1,06E-01	1,09E-01	1,09E-01	1,52E-01	1,13E-01
5,00E-01	9,69E-02	9,97E-02	9,93E-02	1,38E-01	9,26E-02
6,00E-01	8,96E-02	9,22E-02	9,19E-02	1,28E-01	8,06E-02
8,00E-01	7,87E-02	8,10E-02	8,07E-02	1,13E-01	6,67E-02
1,00E+00	7,07E-02	7,28E-02	7,26E-02	1,01E-01	5,83E-02
1,02E+00	7,00E-02	7,21E-02	7,18E-02	1,00E-01	5,75E-02
1,25E+00	6,32E-02	6,52E-02	6,49E-02	9,04E-02	5,13E-02
1,50E+00	5,75E-02	5,93E-02	5,91E-02	8,23E-02	4,67E-02
2,00E+00	4,94E-02	5,08E-02	5,06E-02	7,03E-02	4,14E-02
2,04E+00	4,88E-02	5,02E-02	5,00E-02	6,95E-02	4,11E-02
3,00E+00	3,97E-02	4,06E-02	4,04E-02	5,57E-02	3,70E-02
4,00E+00	3,40E-02	3,45E-02	3,44E-02	4,70E-02	3,56E-02
5,00E+00	3,03E-02	3,05E-02	3,04E-02	4,11E-02	3,54E-02

## Anexo 6 – Componentes do Sistema de Irradiação

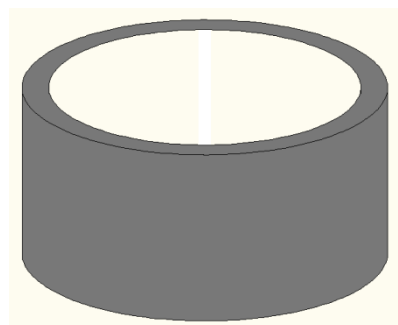
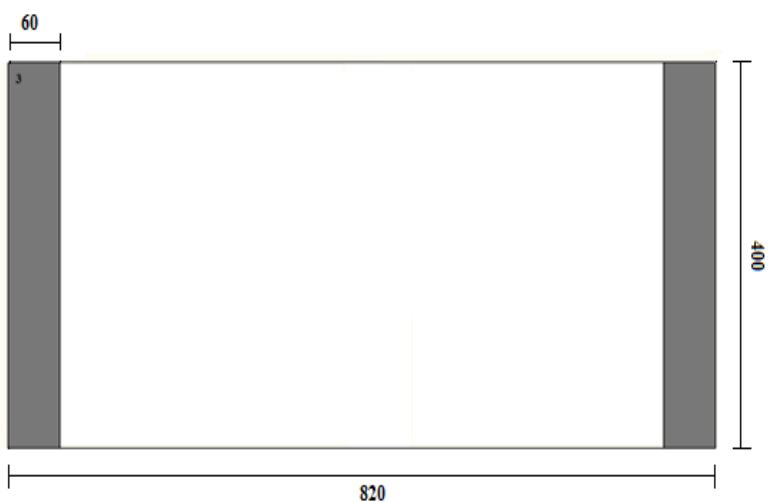
Bloco de polietileno de alta densidade:



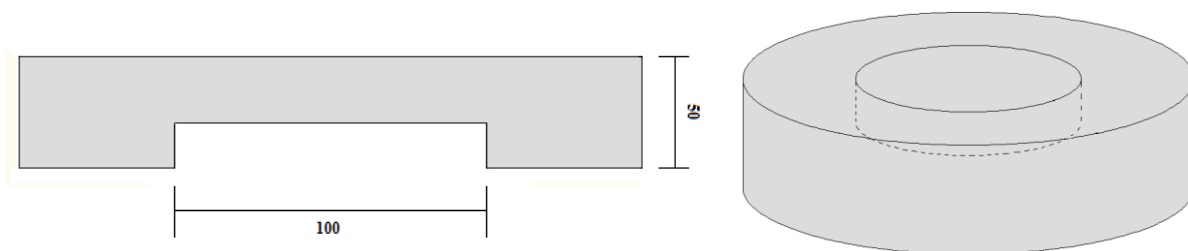
Tampa de cimento:



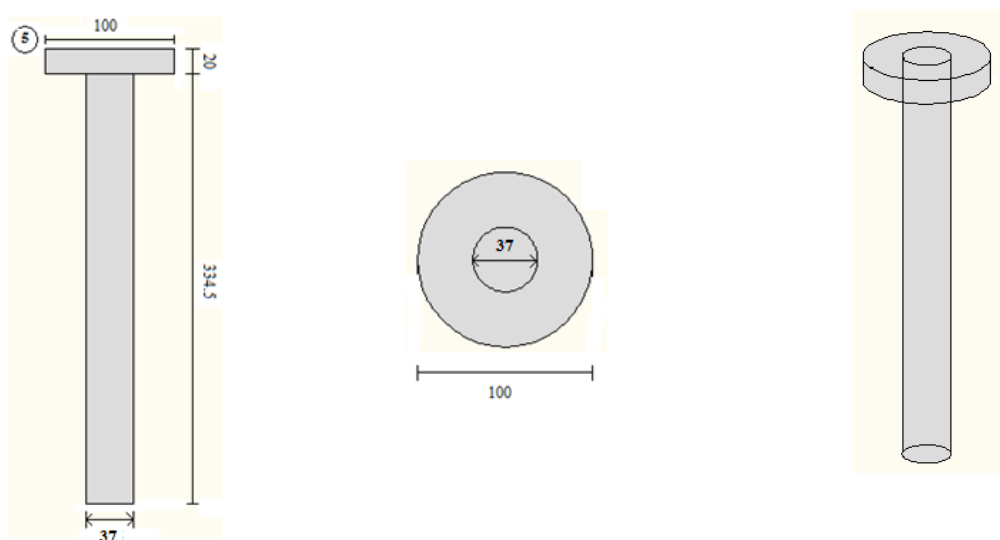
Manilha de cimento:



Primeira tampa de polietileno:



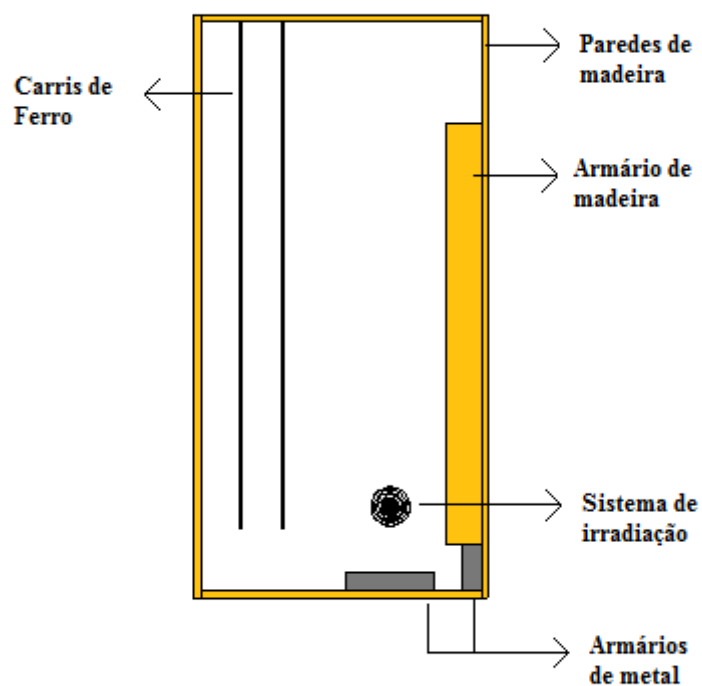
Segunda tampa de polietileno:



---

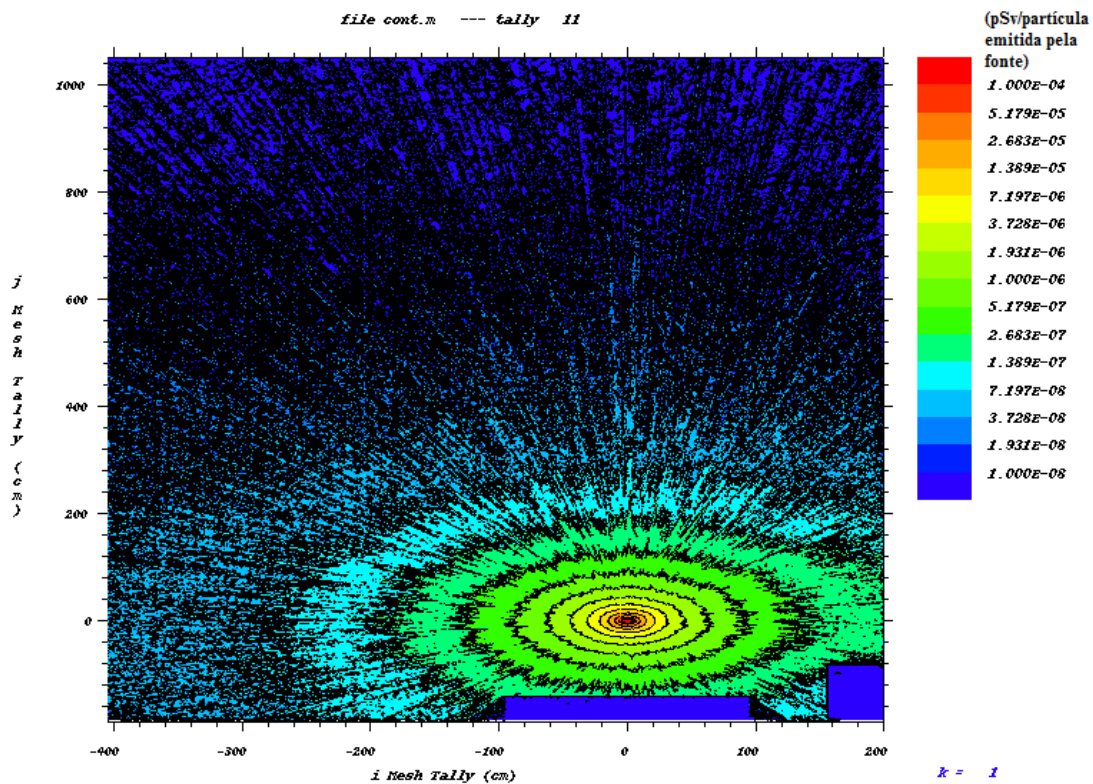
## Anexo 7 – Geometria da Simulação

---



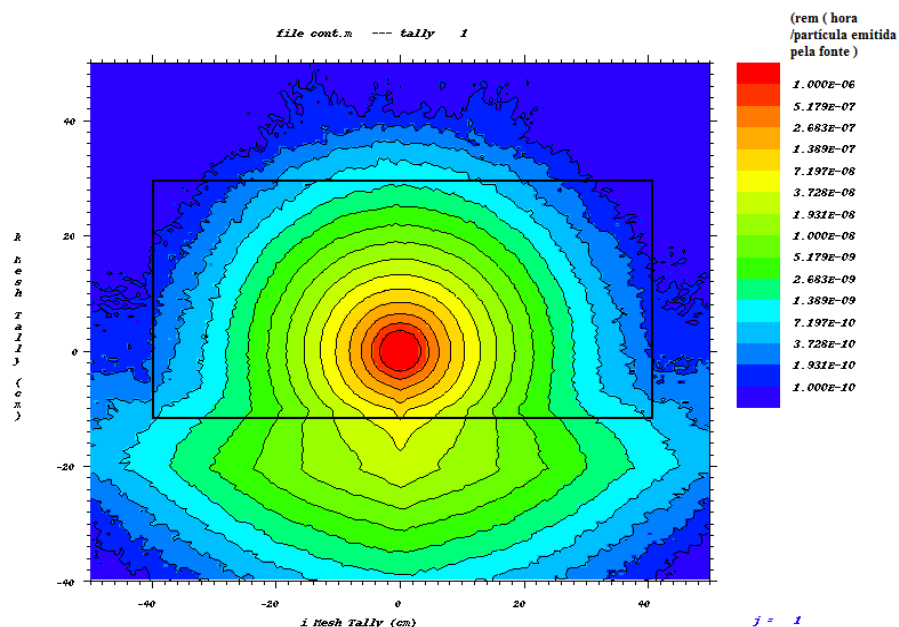
## Anexo 8 – Mapeamentos de dose

Para a radiação gama primária:

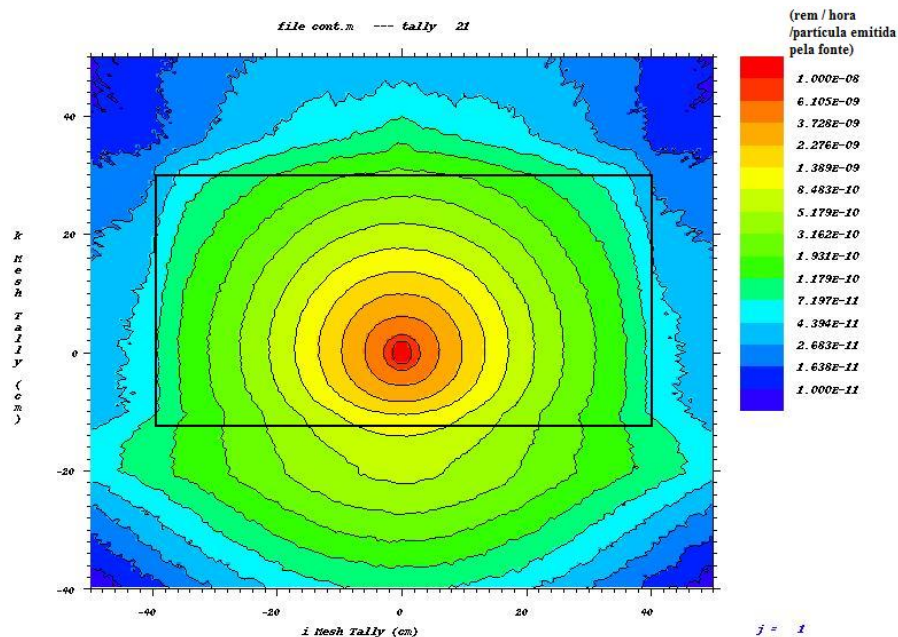


## Anexo 9 – Mapeamentos de dose

Para neutrões:



Para radiação gama secundária:



Para radiação gama primária:

